N° d'ordre : 1095

THÈSE

DE DOCTORAT D'ÉTAT ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

G. GUELACHVILI

LABORATOIRE AIMÉ COTTON
C. N. R. S.

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

SPECTROMETRIE DE FOURIER, SOUS VIDE, A 10^6 POINTS. APPLICATION A LA MESURE ABSOLUE DE NOMBRES D'ONDES ET A UNE NOUVELLE DETERMINATION DE c.

SOUTENUE LE 29 Mars 1973 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. P. JACQUINOT : Président

MM. G. AMAT
P. CONNES
P. GIACOMO
} Examinateurs

N° d'ordre

N° d'ordre :

THÈSE

DE DOCTORAT D'ÉTAT ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

G. GUELACHVILI

LABORATOIRE AIMÉ COTTON
C. N. R. S.

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

SPECTROMETRIE DE FOURIER, SOUS VIDE, A 10^6 POINTS. APPLICATION A LA MESURE ABSOLUE DE NOMBRES D'ONDES ET A UNE NOUVELLE DETERMINATION DE c.

SOUTENUE LE 29 Mars 1973 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. P. JACQUINOT : Président

MM. G. AMAT
P. CONNES
P. GIACOMO
} Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Le rôle essentiel de la Thèse et de tout Examen

c'est de perpétuer l'Ordre Etabli.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544721_0003

Remerciements

Je remercie Monsieur le Professeur JACQUINOT et Monsieur le Professeur CHABBAL qui m'ont accueilli au Laboratoire Aimé COTTON.

C'est sous la direction de Pierre CONNES que j'ai travaillé. Je dois beaucoup à ses conseils et je lui en suis très reconnaissant.

Ce travail a été mené sous la bienveillante attention de Madame J. CONNES, Directrice du Centre Inter Régional de Calcul Electronique (C.I.R.C.E.), de Monsieur le Professeur AMAT et de Monsieur L. HENRY, Directeur de Recherche au C.N.R.S.

Monsieur P. GIACOMO et Monsieur J. HAMON, du Bureau International des Poids et Mesures (B.I.P.M.) m'ont fait profiter de leur grande expérience de métrologistes.

Mes premiers contacts avec la réalité instrumentale de la Spectroscopie de Fourier, c'est à J. PINARD que je les dois. Je l'en remercie.

Je remercie également J.-P. MAILLARD, associé de près à la construction de l'interféromètre ainsi que G. MICHEL et les autres électroniciens. Il en va de même de A. UBELMANN et des mécaniciens et de H. CALVIGNAC et des dessinateurs.

C. AMIOT a apporté une aide précieuse tout au long de ce travail.

H. DELOUIS a écrit les programmes pour le calcul des interférogrammes et Madame F. GAUTIER a souvent effectué ces calculs.

Monsieur L. BERNARD du Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire de Paris s'est chargé de la réalisation du caisson à vide de l'interféromètre.

J'associe dans ces remerciements tous mes camarades administratifs, chercheurs, techniciens pour leur amicale coopération.

TABLE DES MATIERES

Présentation 1

Résumé 3

I Introduction 7

II Spectroscopie de Fourier avec Transformation d'un million de points.

- Introduction 13
- Interféromètre et système d'asservissement
  1) Partie Optique 15
  2) Signal d'erreur 15
  3) Signal d'amortissement 17
  4) Signaux de référence R_s et R_c 19
  5) Loi de variation de la différence de marche 19
- Description sommaire de l'ensemble
  1) Source superradiante à Xénon 20
  2) Moteur linéaire 21
  3) Céramiques piézoélectriques 22
  4) Rotation de la lame demi-onde 22
  5) Ensemble de mesure et d'enregistrement 22
  6) Réglages 22
- Méthode de Calcul
  1) Calcul de la T. F. 23

2) Calcul annexe 26

3) Programme de Test 26

- Premiers Résultats

1) Description 26

2) Comparaison avec les résultats obtenus par les méthodes classiques 31

- Conclusion 32

- Références 32

- Annexes

1) Spectres moléculaires 35

2) Description photographique de l'interféromètre 39

III Spectroscopie de Fourier avec transformation de 10^6 points

II. Mise sous vide et automatisation.

I) Introduction 45

II) Mise sous vide

A) Amortissement électronique 47

1) Principe et mode de réalisation 49

2) Résultats et Performances 55

B) Alimentation des paliers à huile 59

C) Description de l'ensemble du système

1) Caisson à vide 63

2) Cuve à absorption provisoire 63

3) Réglage et accès 63

4) Récepteurs 64

III) Automatisation de l'enregistrement

A) Changeur de gain 65

B) Détecteur de saut de franges 75

IV) Résultats 79

V) Conclusion 97

VI) Références 99

VII) Annexe

Précision sur la différence de marche Δ et turbulence 103

IV Erreurs systématiques sur la mesure des nombres d'ondes en Spectroscopie de Fourier

I) Préambule 107

II) Erreurs systématiques pouvant provenir de l'interféromètre et de ses adaptations à l'entrée et à la sortie

A) Diaphragme d'entrée fini 112

B) Interférogrammes parasites induits par les réflexions sur la seconde face de la séparatrice 115

C) Décentrage du diaphragme d'entrée par rapport aux anneaux à l'infini 124

D) Qualité optique de l'interféromètre 130

E) Inégalité d'éclairement et défocalisation du diaphragme d'entrée 133

F) Aberrations du miroir collimateur d'entrée et du miroir collimateur de sortie 139

III) Erreurs systématiques pouvant provenir du contrôle optique de la différence de marche

A) Raie de référence 144

B) Indice du milieu 153

C) Système optique à polarisation 155

IV) Erreurs systématiques pouvant provenir de l'asservissement de la différence de marche

A) Dérives 156

B) Traînage 159

V) Erreurs systématiques pouvant provenir de la mesure des échantillons

A) Mesure de l'intensité des échantillons 162

B) Détermination de la différence de marche zéro 164

VI) Erreurs systématiques pouvant provenir des effets de filtre 166

VII) Effets conjugués des diverses causes possibles d'erreur systématique 169

Références

V Application de la Spectroscopie de Fourier à une nouvelle mesure de la Vitesse de la Lumière dans le vide par la méthode des Spectres de Bandes.

I) Préambule 175

II) Revue des diverses méthodes permettant la mesure de c

A) Etalon de temps, Etalon de longueur 177

B) Classement des méthodes de mesure de c 179

C) Précisions 181

III) Méthode des Spectres de Bandes

A) Principe 183

B) Précision 189

IV) Mesures absolues de nombres d'ondes de la bande 2 ← 0 de $^{12}C^{16}O$

A) Méthodes instrumentales 192

B) Conditions d'enregistrement et description des spectres 193

1) Spectres de la raie étalon de longueur du ^{86}Kr 199

2) Spectres de la bande 2 ← 0 de $^{12}C^{16}O$ 201

C) Plan des expériences 207

V) Résultats et Précision

A) Plan de traitement des nombres d'ondes

1) Mesures 209

2) Traitement

a) Vérification de la cohérence interne des mesures de chaque spectre 210

b) Vérification de la stabilité à court et moyen terme des mesures de nombres d'ondes données par l'interféromètre 216

c) Calcul des nombres d'ondes absolus de la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$ 219

B) Constantes de vibration-rotation des niveaux $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$ 228

C) Vitesse de la lumière 230

VI) Commentaires

A) Comparaison de notre résultat sur c et des résultats antérieurs à 1972 231

B) 1972, année importante pour la mesure de c 233

VII) Conclusion 237

Références 239

VI Conclusion 243

VII Liste des Travaux Publiés. 251

ABSTRACT

At the time, this work was undertaken Fourier Spectroscopy had make tremendous progress. After having demonstrated its supremacy over classical methods in the astronomical domain, it prooved its sharpness of analysis in resolving successfully the problem of very high resolution. However the major inconvenience of limitations in recording capacity still existed. The power of the method was not yet fully employed. The choice, needed before each experiment, between the analysis of either a large spectral range with low resolution or a narrow spectral range with very high resolution, represented indisputably, a constraint which one has to make more convenient and more flexibile.

We present in Chapter II, the working principles the realisation and the results of a new interferometer capable of recording in only a few hours, an interferogram containing information for millions of spectral elements. This "third generation" interferometer has, up to now, been used in the PbS region of the near infrared (between 0.8 and 3.5 μ). It has the qualities needed to treat the majority of spectroscopic problems (large "Etendue", accurate adaptation of the sampling step to the studied spectral range, apodised resolution limit 5.10^{-3} cm^{-1}, permanent servo-control of the difference, very short response time, very high sampling rate).

In Chapter III we describe the adaptation of our instrument to vacuum conditions, and the devices allowing the automatic realisation of all the fonctions necessary to record an interferogram. The quality of the spectra of which some examples are given, demonstrate

that for the first time a Fourier Spectrometer is able to simultaneously provide very high resolution data on a large number of spectral elements, and line positions in vacuum. One prescribes then an instrument presenting new possibilities of very accurate wavenumber measurement.

In order to accurately determine these new measurement possibilities, we present in Chapter IV the origins and the effects of systematic errors on the wavenumbers measurement, one of them common to the different types of Fourier spectrometer, the other particular to our instrument . We make a quantitative global estimation of these effects taking into account the technique choosen for controling path-difference. This study shows that our apparatus is able to furnish wavenumber measurements with a precision of the order of 10^{8}.

In Chapter V we describe a measure of the Velocity of Light c , by a method which uses the absolute wavenumbers of rotational lines in molecular bands. The result given with a relative error of 2.10^{-7} represents an increase of the precision of one order of magnitude relative to the previous determinations employing the same method, and competes with the best results obtained before 1972. However the extremely rapid evolution of new technics giving c with some 10^{-9} in October 1972, relegates our measure to the background. But this does demonstrate the absence of unexpected systematic errors in our recording. The absolute wavenumbers of the 2 — 0 band of $^{12}C^{16}O$ (about 4 200 cm^{-1}) which served for the determination of c , are given with a relative error of 3.10^{-8} and represent an improvment, by a factor of 16, over the results of the best previous measurements. They have, yet, their utility as new standards.

Our interferometer permits the recording of very high resolution spectra with a large number of spectral elements, and with a very accurate wavenumber scale.

PRESENTATION

A l'heure où une évolution s'opère sur la forme imprimée des thèses il est peut-être nécessaire d'expliquer quel plan d'ensemble a été choisi pour la présentation de ce travail.

Nous avons séparé cette thèse en 6 chapitres compte tenu de l'introduction et de la conclusion. La matière du chapitre II est exprimée sous la forme d'un article, ainsi que celle du chapitre III. Le chapitre IV et le chapitre V sont des exposés qui n'ont jamais été publiés.

Cette différence de nature des chapitres II et III d'une part, IV et V d'autre part ne constitue pas une gêne pour l'ordre logique de l'ensemble. Chaque chapitre fait appel au chapitre suivant ou référence au chapitre précédent. On pourrait certainement en dire autant des diverses thèses et articles publiés par le laboratoire Aimé Cotton sur la mise en oeuvre de la Spectroscopie par Transformation de Fourier.

Par commodité nous avons adopté une numérotation de figures, de pages et une liste de références propres à chaque chapitre, limité matériellement par des feuilles de couleur. Une numérotation de pages unique pour tout l'ensemble est également utilisée. Elle se trouve en bas de page et sert pour tous les renvois qu'on trouvera dans le texte.

RESUME

Lorsque ce travail a été entrepris la Spectroscopie de Fourier avait, au Laboratoire Aimé Cotton, fait des progrès décisifs. Après avoir démontré sa suprématie sur les méthodes classiques dans le domaine astronomique, elle venait de faire la preuve de sa finesse d'analyse en résolvant avec succès les problèmes de la Très Haute Résolution. Cependant il subsistait encore l'inconvénient majeur de sa capacité d'enregistrement limitée. La puissance de la méthode demeurait donc encore mal exploitée. Le choix, obligatoire avant chaque expérience, entre l'analyse soit d'un large domaine spectral à faible résolution soit d'un domaine spectral étroit à très haute résolution, représentait, sans conteste, une contrainte à laquelle il fallait ajouter celle d'une commodité d'utilisation et d'une souplesse d'emploi juste suffisantes.

Nous exposons dans le chapitre II, le principe de fonctionnement, la réalisation et les résultats d'un nouvel interféromètre capable d'enregistrer en un interférogramme de quelques heures une information couvrant plusieurs millions d'éléments spectraux. Cet interféromètre "3ème génération" a jusqu'ici été appliqué à l'infrarouge proche (entre 0,8 et 3,5 μ) zone de sensibilité des récepteurs au PbS. Il possède les qualités requises pour traiter la majorité des problèmes spectroscopiques (grande étendue, adaptation précise du pas d'échantillonnage

au domaine spectral étudié, limite de résolution apodisée 5 10^{-3} cm^{-1}, contrôle permanent de la différence de marche, temps de réponse très court, cadence d'échantillonnage très rapide).

Dans le chapitre III nous décrivons l'adaptation de notre instrument à sa mise dans le vide, ainsi que les dispositifs permettant la réalisation automatique de toutes les fonctions nécessaires à l'enregistrement d'un interférogramme. La qualité des spectres dont il est donné quelques exemples, démontre que pour la première fois un spectromètre de Fourier est capable de fournir des informations possédant à la fois les trois qualités suivantes, grand nombre d'éléments spectraux, très haute résolution, mesures de positions de raies dans le vide. On dispose ainsi d'un outil présentant des nouvelles possibilités de mesures très précises de nombres d'ondes.

Afin de bien déterminer ces nouvelles possibilités de mesures, nous exposons dans le chapitre IV les origines et les effets d'erreurs systématiques sur la mesure de nombres d'ondes, les unes communes aux divers types de spectromètres de Fourier, les autres particulières à notre instrument. Nous faisons l'estimation globale chiffrée de ces effets en tenant compte de la technique choisie pour le contrôle de la différence de marche. Cette étude montre que notre appareil peut fournir des mesures de nombres d'ondes avec une précision de l'ordre de 10^{8}.

Dans le chapitre V nous décrivons une mesure de la Vitesse de la Lumière c, par une méthode qui fait appel à la mesure absolue de nombres d'ondes de raies de bandes moléculaires. Le résultat donné avec une

erreur relative de $2\ 10^{-7}$ représente une amélioration de la précision d'un ordre de grandeur par rapport aux mesures précédentes employant la même méthode, et rivalise avec le meilleur résultat d'avant 1972. Cependant l'évolution très rapide de techniques nouvelles, donnant c à quelques 10^{-9} en octobre 1972, relègue notre mesure au second plan. Celle-ci démontre l'absence d'erreurs systématiques inattendues, dans nos enregistrements. Les nombres d'ondes absolus de la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$ (vers 4 200 cm^{-1}) qui a servi à la détermination de c , sont donnés avec une erreur relative de $3\ 10^{-8}$ et améliorent par un facteur 16 les résultats des meilleures mesures précédentes. Ils ont dès à présent leur utilité en tant que nouveaux standards.

Notre interféromètre permet donc d'enregistrer à très haute résolution des spectres possédant un très grand nombre d'éléments spectraux, donnés avec une échelle de nombre d'ondes de très haute précision.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

L'avantage le plus important de la Spectroscopie par Transformation de Fourier, dans l'infrarouge est l'avantage Multiplex, mis en évidence par P. FELLGETT [1] et indépendamment par P. JACQUINOT [2]. On peut le résumer ainsi. Si un spectre composé de M éléments spectraux est analysé pendant le même temps de mesure, dans des conditions identiques d'énergie disponible, d'une part à l'aide d'un monochromateur à balayage séquentiel, d'autre part à l'aide d'un appareil multiplex, ce dernier donnera dans l'infrarouge, par rapport au monochromateur un gain en rapport signal sur bruit S/B égal à $\sqrt{M}$. Curieusement cet avantage spectaculaire pourrait disparaître brutalement avec la mise au point de récepteurs infrarouges possédant, comme les récepteurs visibles, un bruit propre pratiquement nul par rapport au bruit de photons.

La Spectroscopie par Transformation de Fourier utilisant, par exemple, l'Interféromètre de Michelson, possède également l'avantage de l'Etendue. Il s'agit là d'un avantage résultant de la capacité d'un appareil interférentiel à utiliser un nombre de photons N fois plus important qu'un spectromètre à fentes pour une même résolution.

On accroît ainsi le rapport S/B d'un facteur $\sqrt{N}$.

Cet avantage, mis en évidence par JACQUINOT et DUFOUR [3] s'est exprimé au Laboratoire A. COTTON par le développement du Fabry-Perot [4] et du SISAM [5]. Contrairement à l'avantage Multiplex il ne peut être remis en question et n'est pas réservé à un domaine spectral particulier.

Un troisième avantage de la Spectroscopie par Transformation de Fourier utilisant l'interféromètre de Michelson est la possibilité d'obtenir une fonction d'appareil d'excellente qualité. Cette propriété ne dépend pas non plus du domaine spectral analysé [6].

La recherche instrumentale sur la Spectroscopie de Fourier au Laboratoire Aimé Cotton s'est, dès le début, placée sur le terrain difficile de l'infrarouge proche. Elle a débuté avec la thèse de J. CONNES [7] et les résultats qu'elle a fournis représentent le travail d'un grand nombre de personnes, dirigées par P. CONNES.

Le présent travail s'inscrit dans la perspective d'un projet engagé il y a 15 ans. Son objet a été la réalisation d'un interféromètre de Fourier capable de fournir des enregistrements où s'expriment pleinement les trois avantages évoqués plus haut.

REFERENCES DU CHAPITRE I

[1] P. FELLGETT, Thèse Université de Cambridge, 1951.

[2] P. JACQUINOT, 17ème Congrès du G.A.M.S., 1954.

[3] P. JACQUINOT, C. DUFOUR, J. Rech. C.N.R.S., 6, 91 (1948)

[4] R. CHABBAL, Thèse d'Etat Paris, 1958.

[5] P. CONNES, Thèse d'Etat Paris, 1958.

[6] J. PINARD, Thèse d'Etat Paris, 1968.

[7] J. CONNES, Thèse d'Etat Paris, 1961.

CHAPITRE II

Nouv. Rev. d'Optique appliquée, 1970, **1**, n° 1, pp. 3-22

MÉMOIRES

SPECTROSCOPIE DE FOURIER AVEC TRANSFORMATION D'UN MILLION DE POINTS

par

Janine CONNES et Hervé DELOUIS

CENTRE INTER-DISCIPLINE RÉGIONAL DE CALCUL ELECTRONIQUE
C. N. R. S., Campus d'Orsay — F 91-ORSAY

Pierre CONNES, Guy GUELACHVILI, Jean-Pierre MAILLARD et Guy MICHEL

LABORATOIRE AIMÉ-COTTON
C. N. R. S., Campus d'Orsay — F 91-ORSAY

INTRODUCTION

L'emploi de la spectroscopie de Fourier pour les problèmes à haute résolution est maintenant bien établi et ses avantages démontrés. Le développement de cette technique au Laboratoire Aimé Cotton se poursuit et un nouveau type d'interféromètre vient d'être réalisé ; grâce aux méthodes de calcul mises au point au Centre Inter-Discipline Régional de Calcul Electronique du C. N. R. S., des interférogrammes comprenant jusqu'à 10^6 échantillons peuvent maintenant être transformés.

Nous rappellerons tout d'abord brièvement les étapes précédentes :

1) **L'interféromètre de la première génération** (1964 à 1966) construit en collaboration avec JET PROPULSION LABORATORY [1, 2, 3] permettait d'obtenir une limite de résolution de 0,1 cm^{-1} grâce à un déplacement du chariot mobile égal à 5 cm. Il utilisait plusieurs techniques nouvelles :

a) emploi de réflecteurs du type œil de chat [4] pour éliminer les déréglages en cours de déplacement.

b) enregistrement en pas à pas grâce à un asservissement du chariot, avec intégration du signal à mesurer pendant les périodes d'arrêt ; ce procédé permet de définir la différence de marche Δ avec une précision de l'ordre de 1 Å et d'utiliser au mieux le temps d'enregistrement tout en réduisant le nombre d'échantillons N au minimum permis par le théorème d'échantillonnage [1] ; N devient alors égal au nombre d'éléments spectraux $M = \Delta\sigma/\delta\sigma$ où $\Delta\sigma$ est le domaine spectral étudié et $\delta\sigma$ la limite de résolution, ou largeur de la fonction d'appareil. Par opposition les expérimentateurs utilisant un déplacement continu doivent normalement prendre $N \gg M$.

c) Modulation dite *interne* de l'interféromètre [3], c'est-à-dire modulation de la différence de marche elle-même, avec une fréquence adaptée au récepteur infrarouge utilisé ; cette technique qui donne approximativement la dérivée $dI/d\Delta$ de l'interférogramme réduit l'effet des fluctuations d'intensité de la source, en particulier celles dues à la turbulence atmosphérique. Elle laisse l'expérimentateur libre de choisir la durée d'enregistrement (1).

La différence de marche maximum Δ_{max} égale à 10 cm était imposée par la largeur de la raie verte de ^{198}Hg utilisée comme référence pour l'asservissement, et la cadence d'échantillonnage maximum (5 mesures/s) par le temps de réponse de l'asservissement. Les interférogrammes étaient enregistrés sur bande perforée.

Les calculs étaient effectués sur l'ordinateur 7040 I. B. M. de l'Observatoire de Meudon ; le programme utilisé a permis de transformer jusqu'à 64 000 points (en 105 minutes). Compte tenu de ces limitations, l'appareil était bien adapté à l'étude à résolution moyenne (0,1 à 1 cm^{-1}) de sources faibles telles que planètes et étoiles. Les spectres obtenus sur les planètes ont été rassemblés sous forme d'atlas [9].

L'interféromètre I a établi que le pouvoir de résolution et la forme de la fonction d'appareil sont rigoureusement identiques aux valeurs calculées. Les lasers

(1) Par contre, la technique dite de « balayage rapide » [5] lie la fréquence de modulation et la durée d'enregistrement. Employée sur des sources faibles comme les étoiles elle nécessite la sommation dans une mémoire digitale d'un grand nombre d'interférogrammes successifs. Bien adaptée aux problèmes à basse résolution elle est difficilement applicable à ceux qui nous intéressent ici.

à gaz monomodes et asservis en fréquence ayant été mis au point entre-temps, il devenait évident que leur emploi comme source de référence permettrait d'étendre la spectroscopie de Fourier à des pouvoirs de résolution beaucoup plus élevés.

2) **L'interféromètre II,** construit et essayé par J. Pinard [10, 11] (1965 à 1968) a démontré cette possibilité. Le déplacement du chariot est égal à 80 cm, donc $\Delta_{max} = 160$ cm ; la limite de résolution est $\delta\sigma \simeq 1/\Delta_{max} = 6.10^{-3}$ cm^{-1}. Les techniques nouvelles étaient les suivantes :

a) emploi de la raie 6 328 Å d'un laser He-Ne monomode stabilisé sur le Lamp Dip, comme source de référence ;

b) montage du chariot mobile sur paliers hydrostatiques et emploi d'un moteur linéaire diphasé pour son asservissement ; ces deux dispositifs sont facilement extensibles à des déplacements beaucoup plus grands, et la valeur de Δ_{max} a été choisie seulement parce que la limite de résolution correspondante paraissait suffisante pour tous les problèmes envisagés.

L'interféromètre II était conçu pour l'étude à haut pouvoir de résolution de régions spectrales relativement étroites. En effet, les moyens d'enregistrement et de calcul restaient les mêmes que pour I ; puisque $M = N$ il s'ensuivait que le nombre maximum d'éléments spectraux étudiables était $M_{max} = 64\,000$. Si $\delta\sigma = 6.10^{-3}$ cm^{-1}, le domaine spectral $\Delta\sigma$ est réduit à 390 cm^{-1}. L'instrument permettait par exemple l'étude *d'une* bande de vibration rotation dans l'IR proche.

Les résultats obtenus ont établi, d'une part, que la résolution espérée est effectivement atteinte ; elle est plusieurs fois supérieure à celle des meilleurs spectromètres à réseau. D'autre part, la précision de mesure des nombres d'onde est également très améliorée ; en effet, il n'y a ni balayage du spectre, ni interpolation entre étalons secondaires ; les nombres d'onde sont obtenus par des opérations *purement digitales* à partir d'une raie étalon *unique*. Sur une bande de N^2O vers 4 700 cm^{-1} une erreur efficace de $1{,}5.10^{-4}$ cm^{-1} a été obtenue par rapport aux positions calculées (précision : 3.10^7).

3) **Si un nouvel accroissement** du pouvoir de résolution ne paraît pas actuellement nécessaire, par contre *une augmentation du domaine spectral étudié à résolution maximum* est souhaitable et permettrait d'aborder des problèmes nouveaux.

La spectroscopie de Fourier n'aura évidemment atteint tous ses objectifs et le principe multiplex ne sera pleinement utilisé que lorsqu'un interféromètre permettra d'enregistrer *en un seul interférogramme toutes les informations contenues dans le spectre de la source étudiée*, et ceci dans tout le domaine spectral du récepteur. Par exemple, l'enregistrement d'un spectre d'émission devrait permettre de mesurer d'un seul coup les structures hyperfines et (éventuellement) Zeeman, les déplacements isotopiques, les largeurs et profils des raies, et simultanément donner leurs positions absolues. Pour les sources de durée de vie limitée, comme les isotopes radioactifs instables qui présentent actuellement un grand intérêt, toutes ces informations pourraient être obtenues en *un seul* enregistrement ce qui est impossible par les méthodes classiques.

Dans l'étude d'une source astronomique on cherchera à obtenir le pouvoir de résolution maximum autorisé par l'énergie disponible en une *seule séance* d'observation ; or l'interféromètre I permettait au mieux d'atteindre $\delta\sigma = 0{,}1$ cm^{-1}, et ceci seulement à l'intérieur *de l'une* des trois fenêtres atmosphériques accessibles avec une cellule à sulfure de plomb (1 à 2,5 μ) ; trois enregistrements séparés étaient donc nécessaires pour couvrir la totalité de cette région. Quant à l'interféromètre II il n'a pas été utilisé sur des objets astronomiques en raison de son fonctionnement trop lent, et du domaine spectral trop étroit à haute résolution.

Ce but est *beaucoup plus difficile* à atteindre qu'un nouvel accroissement de la résolution qui, comme nous l'avons vu, ne poserait pas de problèmes essentiellement nouveaux. Les problèmes rencontrés sont de trois ordres :

a) La difficulté — et la durée — du calcul croissent avec le nombre de points à transformer et sont indépendants du pouvoir de résolution.

b) Le déplacement asservi de l'interféromètre doit être rendu plus rapide afin de permettre l'enregistrement d'un nombre de points accru dans un temps donné. Cependant la sécurité de fonctionnement doit rester totale ; une erreur *d'un seul pas* au cours du déplacement conduit à une distorsion inadmissible du spectre.

c) Plus le domaine spectral et plus le pouvoir de résolution sont grands et plus la discrimination des éléments spectraux (que la transformation de Fourier assure de façon *théoriquement* parfaite) devient *en pratique* difficile.

Il est commode d'introduire un *facteur de qualité Q* du spectre obtenu par transformation de Fourier d'un interférogramme. Ce sera simplement le rapport de l'énergie totale $\int_0^\infty B(\sigma)\,d\sigma$ contenue dans le spectre à celle d'*une* raie (d'émission ou d'absorption) tout juste détectable. En lui supposant une largeur propre inférieure ou égale à la limite de résolution instrumentale, l'intensité de cette raie sera sensiblement égale à B_{eff} valeur efficace des fluctuations aléatoires (dues à toutes les causes du bruit réunies) constatées dans le spectre calculé. Le facteur de qualité peut alors s'écrire : $Q = MS_{moy}/B_{eff}$ où S_{moy} est l'intensité moyenne du spectre.

La seule cause de bruit véritablement fondamentale réside dans le détecteur utilisé. Cependant, nombre d'autres causes existent (fluctuations d'intensité de la source, de gain ou de zéro des amplificateurs, défauts de stabilité des intégrateurs, bruit de quantification, etc.) dont l'importance relative va en croissant lorsque Q augmente.

Si le facteur M mesure *l'avantage retiré* de l'emploi d'une méthode multiplex, le facteur Q mesure les *difficultés à vaincre* pour obtenir effectivement cet avantage. Le problème que nous avons à résoudre ici

(extension du domaine spectral à résolution élevée) exige précisément une augmentation du facteur Q du système. Nous devons donc nous attendre à en payer le prix par un soin accru et un montage plus complexe.

L'interféromètre III, qui va être décrit ici répond à ces diverses exigences. Il conserve le déplacement pas à pas et la modulation interne qui ont fait leurs preuves, tout en laissant une liberté beaucoup plus grande que les systèmes précédents dans le choix du pas de l'avance et de l'amplitude de la modulation ; il présente une sécurité complète vis-à-vis des vibrations extérieures. La cadence d'enregistrement maximum est de 50 mes/s ; le système a permis d'enregistrer 10^6 échantillons, ce dernier chiffre ne représentant d'ailleurs pas une limite. Les méthodes de calcul simultanément mises au point ont permis de transformer l'interférogramme correspondant en 22 min sur un ordinateur IBM 360/75.

INTERFÉROMÈTRE ET SYSTÈME D'ASSERVISSEMENT

1. — Partie optique

La disposition générale de l'interféromètre III est semblable à celle déjà décrite de II [10, fig. 2]. Le déplacement du chariot mobile est égal à 1 m ; donc

$$\Delta_{max} = 2\ \text{m} \quad \text{et} \quad \delta\sigma = 5.10^{-3}\ \text{cm}^{-1}\ .$$

Le diamètre des œils de chats a été accru de 80 à 160 mm, et le diamètre du faisceau utile est passé de 20 à 80 mm. La lame séparatrice unique a été remplacée par deux lames distinctes S (séparatrice) et M (mélangeuse), d'épaisseurs égales à 0,1 μ près (fig. 1). Un support commun avec réglages fins par flexion assure leur parallélisme. Les deux couches semi-réfléchissantes sont évaporées simultanément sur les deux lames ce qui assure leur identité et l'achromatisme parfait du système. Les lames actuelles sont en Infrasil et recouvertes de silicium quart d'onde à 1,6 μ ; le rendement $4\,RT$ est supérieur à 75 % entre 0,8 et 3,5 μ. D'autres lames sont prévues pour d'autres régions spectrales.

La raie de référence utilisée est la raie superradiante $\lambda_r = 3{,}50$ μ du xénon (§ III, 1). Le faisceau traverse d'abord un polariseur rectiligne P (lame de spath dichroïque d'épaisseur 2 mm, parallèle à l'axe [13]). Sur les deux bras de l'interféromètre sont placées deux lames quart d'onde Q_1 et Q_2 (quartz parallèle à l'axe, épaisseur $e = 136$ μ) orientées de façon à produire deux vibrations circulaires droite et gauche D et G ; celles-ci interfèrent après mélange sur M pour donner une vibration *rectiligne* R d'intensité *constante* (indépendante de Δ). Par contre, son azimut α est fonction linéaire de Δ et tourne de π pour une variation égale à λ_r ; si Δ_0 est une certaine valeur de Δ et α_0 l'azimut correspondant, on obtient

$$\alpha - \alpha_0 = \pi(\Delta - \Delta_0)/\lambda_r\ .$$

Asservir l'interféromètre à Δ donné, revient à imposer à α une valeur donnée.

La mesure de α est ramenée à celle de *la phase d'un signal modulé*. Une lame demi-onde D tournant à vitesse constante (N tours/s) fait tourner la vibration rectiligne transmise sortant à $2\,N$ t/s. Après traversée d'un analyseur rectiligne fixe A_s (identique à P) le flux lumineux est modulé sinusoïdalement en intensité à la fréquence $4\,N$ Hz (1). Un détecteur H_s (diode photovoltaïque InAs, non refroidie) produit un signal F_s de fréquence $4\,N$ Hz qui va jouer le rôle d'une *porteuse modulée en phase* par les variations de Δ. En prenant pour origine la phase obtenue pour $\Delta = \Delta_0$, il peut s'écrire :

$$F_s = I \sin 2\pi\left[4\,Nt + (\Delta - \Delta_0/\lambda_r)\right]\ .$$

2. — Signal d'erreur

A partir de F_s on cherche à produire un *signal d'erreur*, c'est-à-dire une *tension continue E proportionnelle à l'écart $\Delta - \Delta_0$* ; on souhaite de plus réduire autant que possible les résidus de porteuse de fréquence $4\,N$.

Le signal F_s est d'abord écrêté (fig. 2, 3) et donne un signal carré de même phase et d'amplitude unité C_s. Un démodulateur synchrone fait le produit de C_s par un signal carré de référence R_s, de même fréquence et de phase ajustable dont la production sera exposée plus loin. Le produit $P_s = C_s.R_s$ peut être considéré comme une succession d'impulsions positives ou négatives d'amplitude unité dont les durées respectives dépendent de la phase relative R_s et C_s. Sa valeur moyenne est nulle si P_s et R_s sont en quadrature, égale à + 1 s'ils sont en phase, et − 1 s'il y a opposition. Cette valeur moyenne pourrait être prise pour signal d'erreur ; sa variation en fonction de Δ (pour une phase donnée de R_s) est représentée par la fig. 4 : elle est linéaire pour une variation $\pm\,\lambda_r/4$ de Δ autour de la valeur Δ_0 qui met C_s et R_s en quadrature, et qui sera prise pour point de fonctionnement normal.

Cependant, à cette valeur moyenne *utile* se trouve superposé un résidu alternatif gênant, qui est précisément maximum lorsque $\Delta = \Delta_0$; ce résidu est alors un signal carré de fréquence $8\,N$ et d'amplitude unité. Pour le supprimer on utilise un deuxième détecteur H_c qui reçoit la moitié du faisceau de référence grâce à une lame semi-transparente L à travers un deuxième analyseur A_c tourné de 45° par rapport à A_s (fig. 1). Un deuxième signal F_c, en *quadrature* avec F_s est ainsi produit ; après écrêtage il donne C_c, en quadrature avec C_s. Un second démodulateur synchrone fait le produit $P_c = C_c.R_c$, où R_c est un second signal de référence, automatiquement en quadrature avec R_s. On fait ensuite la somme $E = P_c + P_s$ qui est prise comme signal d'erreur. La figure 2 montre que E se compose d'un train d'impulsions rectangulaires identiques et équidistantes, de hauteur constante, de fré-

(1) Il est équivalent de considérer que la lame demi-onde augmente de $2\,N$ Hz la fréquence de l'une des vibrations circulaires et réduit l'autre d'autant ; le détecteur H_s permet d'observer les battements entre ces deux fréquences.

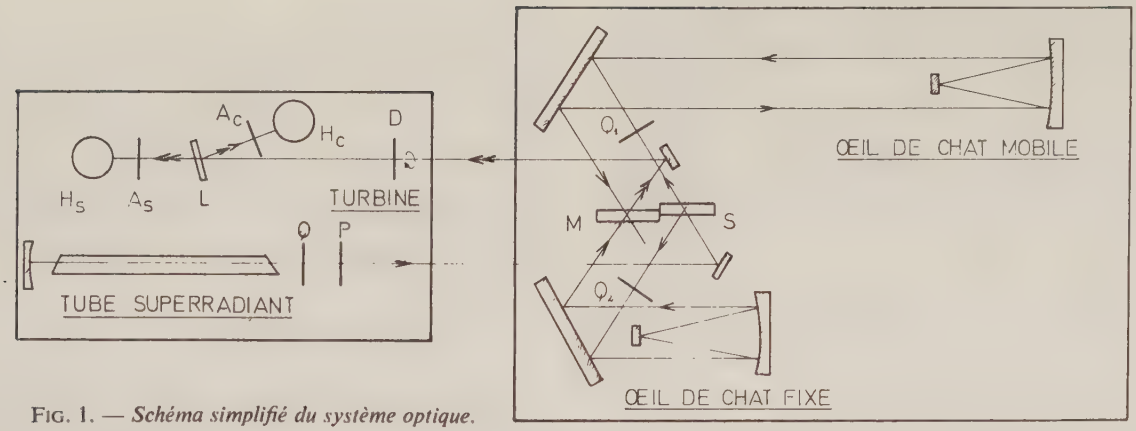


FIG. 1. — *Schéma simplifié du système optique.*

Seul le faisceau de référence ($\Phi = 10$ mm) est représenté ; il passe au centre du faisceau provenant de la source à étudier ($\Phi = 80$ mm). L'interféromètre d'une part, le tube superradiant, la turbine et les récepteurs d'autre part, sont disposés sur deux platines indépendantes.

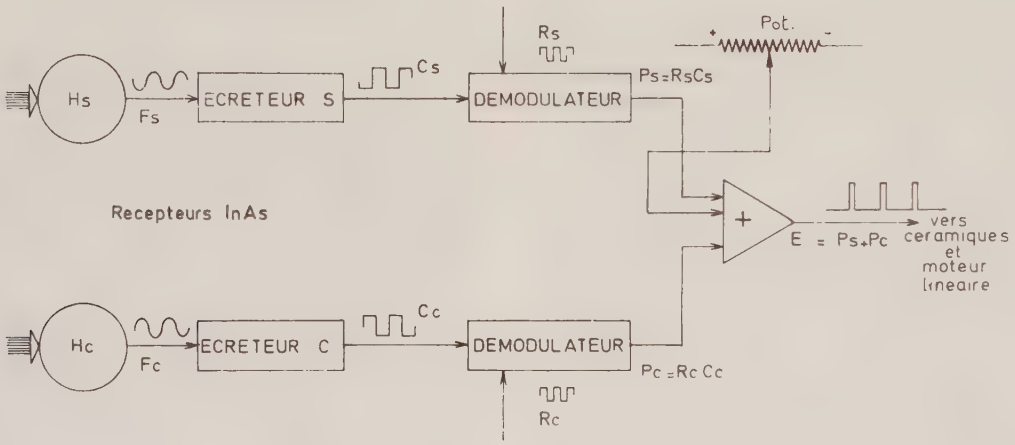


FIG. 2 *(ci-dessus). — Système de production du signal d'erreur* $E = P_s + P_c$ *à partir des signaux modulés en phase* F_s *et* F_c *et des signaux de référence,* R_s *et* R_c.

Le potentiomètre P permet d'ajouter une tension continue au signal d'erreur et de produire une variation fine de Δ égale à une fraction du pas élémentaire $\lambda_r/100$; il peut être gradué directement en différence de marche. On l'emploie pour amener le premier échantillon de l'interférogramme exactement au point $\Delta = 0$.

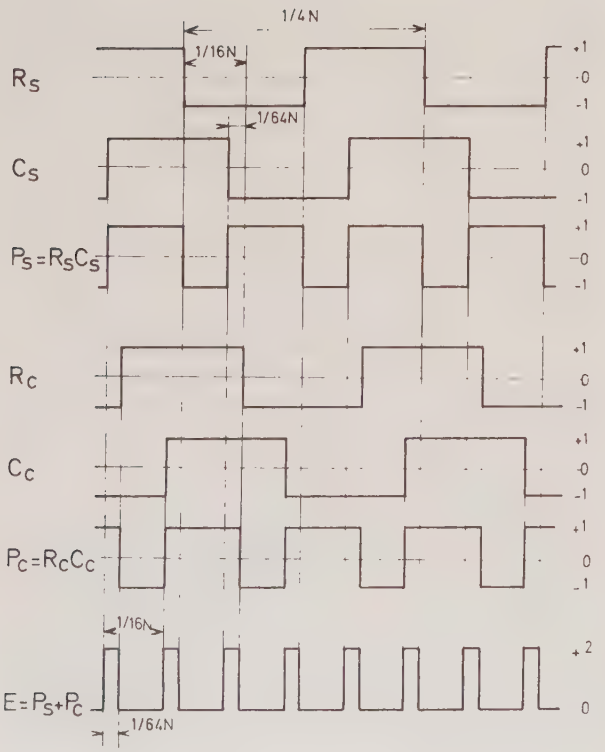


FIG. 3 *(ci-contre). — Formes d'onde des signaux servant à produire le signal d'erreur* $E = P_s + P_c$.

Le cas de figure représenté correspond à un écart $\Delta = \Delta_0 = \lambda_r/16$; c'est-à-dire que C_s et C_c sont déphasés de 1/16 de période par rapport à la quadrature avec R_s et R_c (qui donnerait $E = 0$).

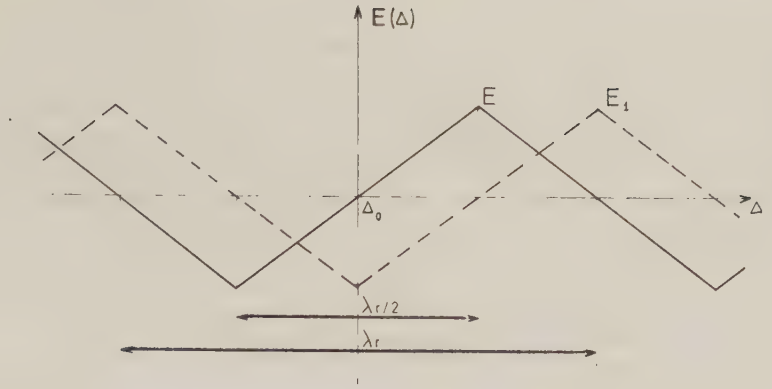


FIG. 4. — *Variation du signal d'erreur E en fonction de Δ autour du point de fonctionnement Δ_0.*

La phase des signaux de référence R_s et R_c est supposée fixe. La loi est périodique de période λ_r ; elle est linéaire dans un domaine $\lambda_r/2$. Le signe de l'erreur reste correct (et la force de rappel dirigée vers Δ_0) dans un domaine égal à λ_r. E_1 représente un second signal d'erreur en quadrature avec E (note 2, p. 10).

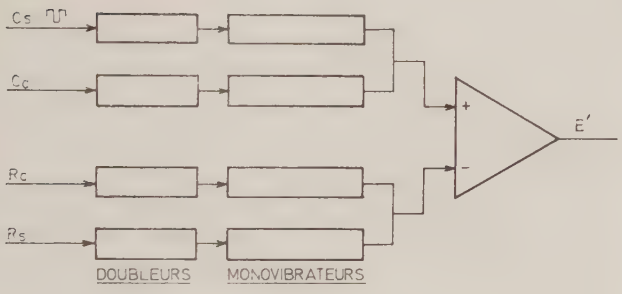


FIG. 5. — *Production du signal d'amortissement.*

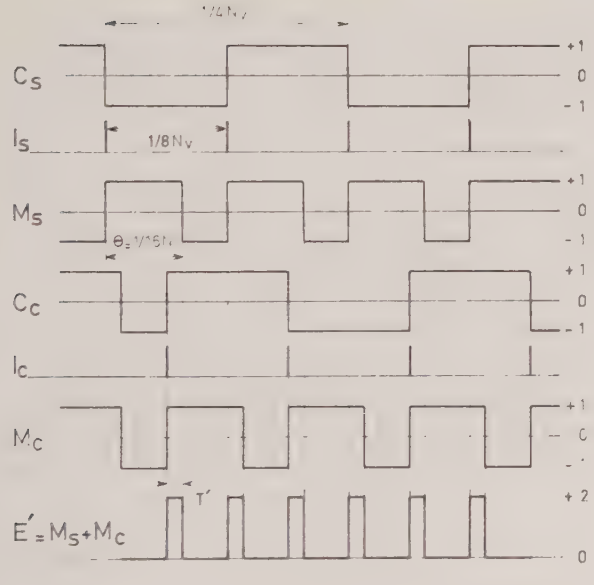


FIG. 6. — *Forme d'onde des signaux donnant le signal d'amortissement $E' = M_c + M_s$.*

Le cas de figure représenté correspond à $N_v > N$.

quence 16 N, de polarité positive ou négative suivant le signe de $\Delta - \Delta_0$ et de durée

$$T = (1/4\,N).|\,\Delta - \Delta_0\,|/\lambda_r\,.$$

Pour $\Delta = \Delta_0$ on a $E \equiv 0$ et la porteuse est totalement supprimée. Pour $\Delta \neq \Delta_0$ la valeur moyenne des impulsions — qui constitue l'information utile — est encore donnée par la figure 4 ; un résidu de porteuse subsiste mais à la fréquence 16 N ; la bande passante du système asservi est donc fondamentalement plus petite que 16 N. Il est équivalent de dire que si à un instant quelconque une perturbation brusque écarte Δ de la valeur de repos Δ_0, l'information nécessaire pour effectuer la correction ne sera connue qu'après réception d'une impulsion d'erreur, donc après un retard qui est *au plus* égal à 1/16 N. Avec la valeur $N = 1\,000$ t/s finalement adoptée, ce retard est égal à $0{,}62.10^{-4}$ s ; il est à peu près négligeable vis-à-vis du temps de réponse mécanique du système.

3. — Signal d'amortissement

Pour réaliser le bouclage optimum de l'asservissement, il est souhaitable de disposer d'un *signal d'amortissement*, c'est-à-dire d'une seconde tension continue E', proportionnelle à $d\Delta/dt$. Notons que si la différence de marche varie à vitesse constante, selon une loi $\Delta - \Delta_0 = Vt$, la phase du signal F_s varie linéairement en fonction du temps, c'est-à-dire que la fréquence de la porteuse est modifiée ; elle devient égale à $4\,N_v = 4\,N + V/\lambda_r$ (modulation à bande latérale unique).

Les figures 5 et 6 expliquent la production de E'. Les signaux C_s et C_c issus des récepteurs infrarouges, et dont la fréquence est 4 N_v (variable avec V), sont utilisés pour produire deux trains d'impulsions I_s et I_c de fréquence double 8 N_v (différentiation et redressement à deux alternances) décalés d'une demi-période l'un par rapport à l'autre. Chaque train d'impulsions

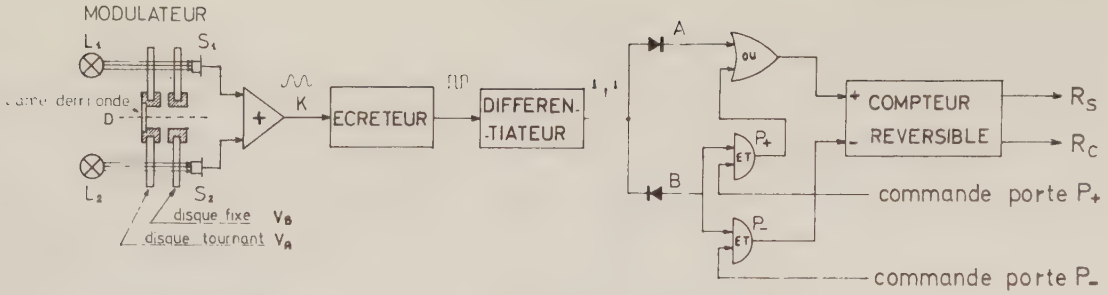


FIG. 7. — *Production des signaux de référence R_s et R_c de fréquence 4 N.*

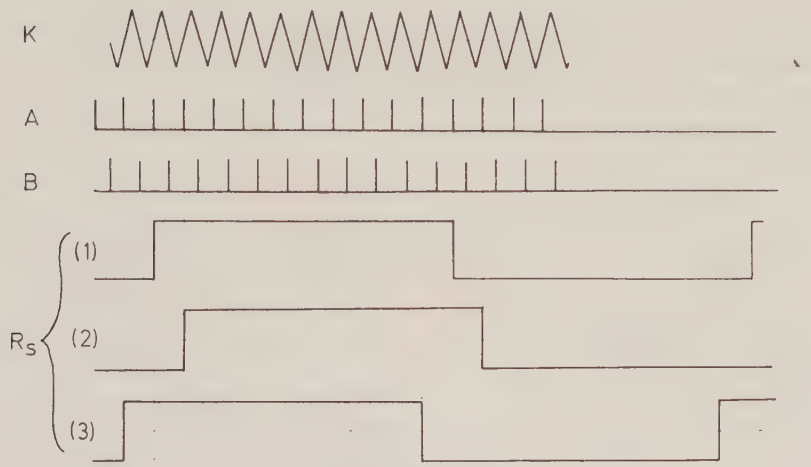


FIG. 8. — *Signaux de référence R_s et R_c.*

A partir du signal K de fréquence 400 N on forme les deux trains d'impulsions A et B. Les instants de montée et de descente du signal carré R_s (1) sortant du compteur réversible sont définis par les impulsions A. Si la porte P^- laisse passer *une* impulsion supplémentaire, la phase de R_s retarde de 1/100 de période (R_s (2)) ; si c'est P^+ il y a avance égale (R_s (3)). R_c (non représenté) reste en quadrature avec R_s. La figure n'est pas à l'échelle, le rapport 100 entre K et R_s n'est pas respecté.

déclenche un monovibrateur dont l'état excité a une durée *constante* $\theta = 1/16\ N$, qui est exactement égale à la *moitié* de l'écart entre impulsions $1/16\ N_v$ lorsque $V = 0$ et $N_v = N$. Si $N_v < N$ on a $\theta > 1/16\ N_v$ et si $N_v > N$, $\theta < 1/16\ N_v$. Les tensions de sortie des deux monovibrateurs sont M_c et M_s ; l'état de repos correspond à une tension -1 et l'état excité à $+1$. La somme $M_c + M_s$ est formée d'une suite d'impulsions rectangulaires équidistantes, de niveau constant, de fréquence $16\ N_v$. Elles sont positives si $N_v < N$ et négatives si $N_v > N$. Leur durée est

$$T' = |\ 1/16\ N - 1/16\ N_v\ |\ .$$

Si $N_v - N \ll N$, $T' \simeq 1/64.\ V/N^2\ \lambda_r$.

La *valeur moyenne* des impulsions est donc proportionnelle à V, et lorsque $V = 0$, $T' \equiv 0$. Cette valeur moyenne constitue le signal d'amortissement désiré E' ; le résidu de porteuse, de fréquence $16\ N$, est à nouveau supprimé à l'équilibre (pour $V = 0$).

Jusqu'ici, nous avons supposé la fréquence de rotation N rigoureusement constante. Il est facile de compenser l'effet de ses variations en faisant subir un traitement identique aux signaux de référence R_c et R_s, dont la fréquence est $4\ N$ (indépendante de V) ; le train d'impulsion ainsi produit (1) est *retranché* du précédent (par envoi à l'entrée négative d'un amplificateur différentiel).

Le système d'asservissement comporte deux boucles parallèles. Les basses fréquences du signal d'erreur (en gros de 0 à 50 Hz) sont envoyées à un moteur linéaire (§ III, 2), qui asservit la position du chariot mobile (masse 12 kg). Les hautes fréquences (au-dessus de 20 Hz) sont envoyées à une paire de céramiques piézoélectriques qui portent les petits miroirs des œils-de-chat (masse 1 g) et dont le déplacement maximum est égal à $\pm\ 20\ \mu$; une variation brusque de Δ égale à $\pm\ 80\ \mu$ sans déplacement du chariot est ainsi rendue possible.

(1) La valeur moyenne de ce train d'impulsions représente les fluctuations de N ; elle peut être utilisée pour asservir en fréquence la rotation de la lame demi-onde. Jusqu'ici une simple régulation de la distribution d'air comprimé qui donne une stabilité de fréquence de l'ordre de 1 % a été jugée suffisante.

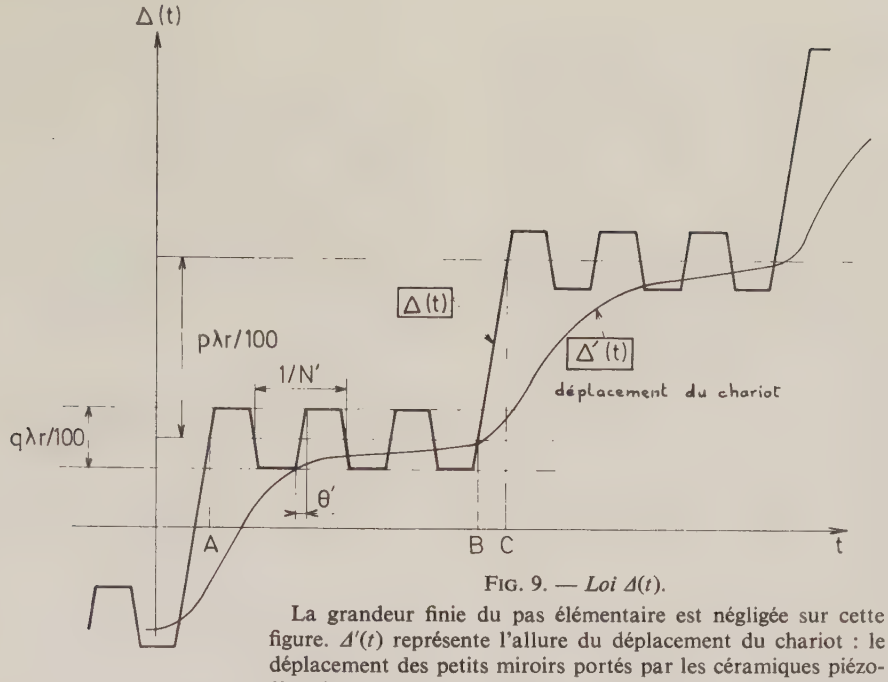


FIG. 9. — *Loi Δ(t).*

La grandeur finie du pas élémentaire est négligée sur cette figure. $\Delta'(t)$ représente l'allure du déplacement du chariot : le déplacement des petits miroirs portés par les céramiques piézo-électriques serait donné par $\Delta - \Delta'$.

4. — Signaux de référence Rs et Rc

Une turbine à air percée suivant son axe supporte à la fois la lame demi-onde D et un disque en verre V_A muni de 400 traits radiaux opaques. Deux petites lampes à incandescence L_1, L_2 diamétralement opposées illuminent deux récepteurs au silicium S_1, S_2 (fig. 7) ; un second disque V_B est fixe et coaxial à V_A. La somme des deux signaux de S_1 et S_2 est utilisée pour éliminer les erreurs d'excentricité.

Le signal K ainsi produit possède la fréquence 400 N, soit 400 kHz si $N = 1\,000$ t/s. Les signaux de référence R_s et R_c sont obtenus en faisant subir à K une division de fréquence de rapport 100. L'intérêt du procédé vient de ce que la phase de R_s et R_c est ajustable par des procédés purement digitaux ; elle peut prendre 100 valeurs différant de 1/100e de période exactement. Par conséquent le point de fonctionnement $\Delta = \Delta_0$ (correspondant à C_s et C_c en quadrature respectivement avec R_s et R_c) peut être déplacé par centièmes de franges de référence. Le *pas minimum d'échantillonnage* est donc égal à $\lambda_r/100$ soit 350 Å.

Les figures 7 et 8 expliquent le mécanisme. Le signal K est écrêté et différencié. Deux trains d'impulsions à 400 kHz sont ainsi produits et aiguillés dans des canaux A et B par des redresseurs ; une impulsion A et une B sont décalées d'une demi-période et ne peuvent coïncider. Les impulsions A sont envoyées directement à l'entrée positive (comptage) d'un compteur réversible effectuant une division par 100 ; les impulsions sortantes déclenchent deux bascules qui produisent les signaux carrés R_s et R_c automatiquement en quadrature. Les impulsions B peuvent être envoyées à travers des portes $P+$ et $P-$ soit à l'entrée positive, soit à l'entrée négative du même compteur.

Si $P+$ et $P-$ sont fermées, la fréquence de R_s et R_c est exactement 1/100 de celle de K, soit 400 $N/100 = 4N$; leur phase est constante et le chariot de l'interféromètre est immobile. Si $P+$ laisse passer *une* impulsion B, la phase de R_s et R_c *avance* de 1/100 de période, et Δ *croît* d'une quantité égale à $\lambda_r/100$; si c'est $P-$ on obtient un *retard* égal et opposé. Si $P+$ est ouverte en permanence, la fréquence de R_s et R_c passe à 8 N ; si c'est $P-$ elle tombe à zéro ; le chariot de l'interféromètre se déplace alors à vitesse constante dans le sens positif ou négatif. La vitesse de variation correspondante de Δ est $\pm 4 N\lambda_r$ (soit 14 mm/s pour $N = 1$ kHz, et $\lambda_r = 3{,}5$ μ); c'est la vitesse maximum permise par le système.

5. — Loi de variation de la différence de marche

Par une programmation convenable de $P+$ et $P-$ n'importe quelle loi de variation $\Delta(t)$ satisfaisant aux restrictions précédentes (pas élémentaire 350 Å ; vitesse maximum 14 mm/s) peut être obtenue. En particulier la modulation interne elle-même peut être incluse dans la loi programmée et son amplitude contrôlée par l'asservissement, ce qui n'était pas le cas des systèmes précédents.

La loi $\Delta(t)$ adoptée est représentée par la figure 9. Le cycle de fonctionnement comprend deux parties. Pendant l'intervalle AB le chariot est stationnaire et la modulation interne réalisée par les céramiques. Son amplitude pic à pic est $q\lambda_r/100$ (q entier $< 10^3$) (1) ; sa fréquence N' est un sous-multiple de N (on adopte

(1) Rappelons [2, 3] que l'amplitude de la modulation interne doit être prise égale à $\lambda_{moy}/4$, avec $\lambda_{moy} = 1/\sigma_{moy}$, σ_{moy} étant le nombre d'onde de la radiation située au centre du domaine étudié, et qu'une modulation *carrée* donne le meilleur rendement. Cependant, l'avantage par rapport à une modulation sinusoïdale est modéré ce qui signifie qu'il est inutile de chercher à réaliser une forme carrée de haute précision. Dans l'infrarouge proche (région à laquelle est destiné cet appareil) l'écart par rapport à la forme carrée idéale est assez faible. Par exemple, si $\lambda_{moy} = 10$ μ, l'amplitude de la modulation est 2,5 μ et le temps de montée $\theta' = 3{,}5.10^{-4}$ s est inférieur au dizième de la période de modulation (pour $N = 1$ kHz, $N' = 250$ Hz).

en général $N' = 250$ Hz). Le temps AB de stationnement (et d'intégration du signal venant de la source étudiée) est un multiple entier de la période de modulation interne $1/N'$. On peut ainsi utiliser sans erreur des temps d'intégration très courts [Réf. 2, p. 126].

Pendant l'intervalle BC, Δ avance de $p\lambda_r/100$ (p entier $< 10^4$) quantité correspondant à un pas élémentaire (1). Pendant l'avance, l'intégrateur est remis à zéro. Le pas est produit par un déplacement du chariot ; cependant, en raison de son inertie, celui-ci ne suit la loi $\Delta(t)$ qu'avec un retard de quelques ms et ce sont les céramiques qui compensent automatiquement l'erreur correspondante. La cadence maximum est égale à 200 pas/s.

Pour des problèmes assez différents de ceux envisagés ici (sources intenses de durée très brèves telles que plasmas par exemple) on peut souhaiter une cadence d'enregistrement encore beaucoup plus grande (le nombre d'échantillons N n'étant pas nécessairement élevé). La seule limitation fondamentale est évidemment la bande passante du détecteur IR utilisé. Mais, dans ces conditions, il n'y a aucune raison de conserver le déplacement pas à pas et la modulation interne ; la méthode de « balayage rapide » [5] paraît mieux adaptée. Il existe d'ailleurs une continuité parfaite entre les deux méthodes ; lorsque la durée d'intégration AB devient égale à *une* période $1/N'$, la cadence d'enregistrement maximum avec modulation interne est atteinte ; une vitesse encore plus grande conduit, en fait, à un balayage rapide. Notre dispositif d'asservissement peut également donner ce mode de fonctionnement ; mais un système d'enregistrement plus rapide que l'enregistreur incrémental serait alors nécessaire ; celui-ci en effet ne permet pas de dépasser 50 mes/s (III, 5).

6. — Avantages du système

Le premier avantage est la petitesse du pas élémentaire $\lambda_r/100 = 350$ Å qui permet un choix du pas d'échantillonnage beaucoup plus souple qu'avec les systèmes précédents ; on peut donc prendre strictement le *nombre N d'échantillons minimum permis* par le théorème d'échantillonnage (ce qui est essentiel lorsque ce nombre est très grand). De même, l'amplitude réglable de la modulation interne permet un rendement optimum pour n'importe quel domaine spectral (1).

Un second avantage, moins évident, est le suivant. Malgré la petitesse du pas élémentaire, la sécurité de fonctionnement du système vis-à-vis des vibrations extérieures est considérablement accrue par rapport à I et II. En effet, *les franges d'interférence ne sont pas comptées.* Le comptage porte uniquement sur le signal à 400 kHz dont le niveau et la fréquence sont stables à 1 % près et le rapport s/b très élevé. Les fluctuations d'intensité du tube superradiant ne peuvent en aucun cas conduire à une erreur de comptage.

La plage de réponse (2) de l'asservissement est rigoureusement linéaire pour une variation de Δ égale à $\pm \lambda_r/4$ soit $\pm 0{,}88$ µ. Sur les interféromètres I et II, le signal d'erreur était produit à partir de *l'intensité* de franges sinusoïdales ; avec la raie 6 328 Å du laser He-Ne la plage de réponse *utilisable* (approximativement linéaire) était de l'ordre de $\pm 0{,}1$ µ.

Ces améliorations sont directement responsables de l'accroissement de la bande passante de l'asservissement et du gain de rapidité et de sécurité de tout le système ; elles ont permis de passer de 5 pts/s à 200 pts/s et de $N = 60\,000$ à $N = 10^6$.

DESCRIPTION SOMMAIRE DE L'ENSEMBLE

Seuls les points nouveaux seront mentionnés ici ; une description plus détaillée sera donnée par des publications ultérieures.

1. — Source superradiante à Xénon

C'est un tube de longueur 1 m et de diamètre 3 mm (juste suffisant pour laisser passer le mode axial TEMoo à 3,5 µ) ; grâce à un miroir opaque placé à une extrémité, la longueur utile est doublée. Rempli soit de xénon pur soit d'un mélange Xe-He et excité en courant continu, ce tube émet suivant son axe la raie 3,5 µ avec une grande intensité.

La largeur Doppler calculée est de l'ordre 4.10^{-3}cm^{-1} (pour 400 °K) ; la largeur effective est plus faible en raison de la superradiance. En fait, ni la largeur ni le profil n'ont été mesurés car ces paramètres n'interviennent pas dans l'emploi de la raie comme référence ; une légère baisse de la profondeur de modulation est observée pour $\Delta = 2$ m ; cette baisse n'affecte en rien le système de modulation en phase.

La position de la raie n'est pas définie par une cavité (3) et constitue donc un étalon naturel. La principale cause d'instabilité semble devoir être la variation de pression ; or celle-ci est maintenue égale à la tension de vapeur saturante du xénon à une température fixe (égale environ à $-$ 190 °C) par un réservoir de xénon plongeant dans l'azote liquide en ébullition sous une

(1) Les règles qui fixent la grandeur du pas ont été données ailleurs [12]. Rappelons qu'il est lié aux valeurs des limites σ_2 et σ_1 du domaine spectral étudié ; mais en première approximation il est de l'ordre de $1/2(\sigma_2 - \sigma_1) = 1/2\,\Delta\sigma$.

(1) Dans l'interféromètre II cette amplitude était nécessairement multiple de la longueur d'onde de référence.

(2) Cette plage pourrait être augmentée sans limite si le besoin s'en faisait sentir. A partir des signaux déjà disponibles C_c, C_s, R_c, R_s, un second signal d'erreur E_1 en quadrature avec E peut être facilement produit (fig. 4). L'évolution de E et E_1 à partir d'une position Δ_0 définit sans ambiguïté la valeur de Δ ; un comptage réversible des périodes de E et E_1 permettrait de produire un signal d'erreur s'annulant une *seule fois* (pour $\Delta = \Delta_0$).

(3) Il est souhaitable de supprimer les rayons réfléchis *vers* le tube superradiant par les diverses pièces optiques qui peuvent le faire osciller en laser. Dans ce but la lame quart d'onde Q placée avant le polariseur P (fig. 1) forme un isolateur optique.

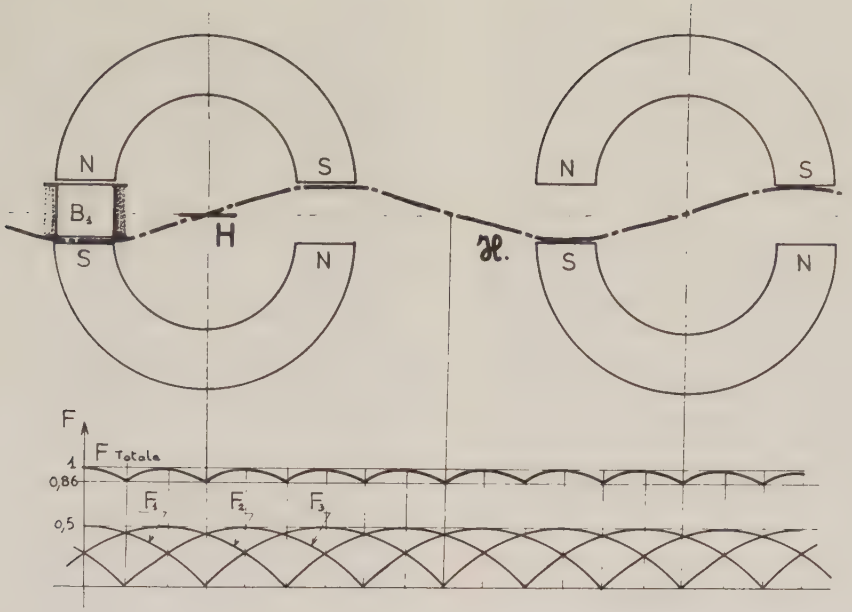


FIG. 10. — *Moteur linéaire à courant continu.*

Le chariot de l'interféromètre porte une bobine *B*, et une sonde à effet Hall *H*. Deux séries d'aimants permanents fixes sont disposés de part et d'autre de la bobine le long de son parcours. Le champ magnétique est périodique ; les dimensions des pôles et de la bobine sont tels que la force exercée à courant constant est à peu près sinusoïdale. La sonde détecte les zéros du champ et commande l'inversion du courant dans la bobine ; la courbe donnant la force en fonction du déplacement est donc la sinusoïde redressée F_1. Trois ensembles identiques (bobine, sonde) décalés de 1/3 de période sont utilisés simultanément, donnant les forces *F*1, *F*2, *F*3 ; la force totale F_T est légèrement modulée.

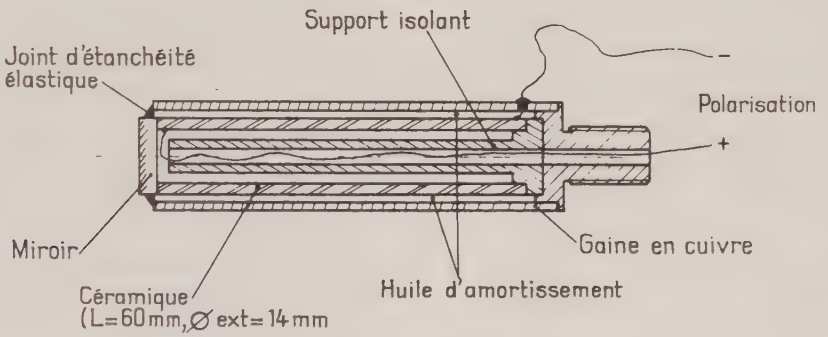


FIG. 11. — *Montage des céramiques piézo-électriques.*

pression de l'ordre de 2 kg/cm^2. Jusqu'ici, seul le xénon naturel a été utilisé et la valeur absolue de la longueur d'onde λ_r n'a pas été mesurée. Le xénon 136 sera employé ultérieurement.

Ce tube constitue pour la spectroscopie de Fourier une source de référence commode, beaucoup plus simple qu'un laser asservi monomode. En raison de sa longueur d'onde plus grande, l'asservissement est rendu plus sûr ; d'autre part, des matériaux non transparents dans le visible (Ge ou Si), ou ne pouvant être polis avec une précision suffisante (NaCl), demeurent utilisables comme lames séparatrices.

2. — Moteur linéaire

Le moteur linéaire d'asservissement de l'interféromètre I est un simple solénoïde dans le champ radial d'un aimant annulaire ; la course (5 cm) est limitée par la longueur du solénoïde. Celui de l'interféromètre II [10, 11] est du type asynchrone diphasé et la force maximum disponible est seulement de quelques dizaines de grammes-force. Ce dernier type de moteur présente l'inconvénient (sérieux pour un équipement devant être mis sous vide) d'une dissipation de puissance importante (même lorsque la force demandée est nulle) due au courant alternatif de polarisation. Il est, de plus, difficile de supprimer totalement les vibrations mécaniques induites par ce courant.

Un moteur linéaire à courant continu, avec commutation sans balais par détection de la polarité du champ au moyen de sondes à effet Hall a été mis au point pour l'interféromètre III (fig. 10). La force maximum obtenue est de 4 kgf pour une puissance dissipée égale à 100 W (valeur limitée par les amplifi-

cateurs à courant continu). En fait les accélérations du chariot se sont trouvées limitées par des résonances mécaniques et la force maximum n'est jamais utilisée. Nous pensons maintenant qu'un moteur linéaire à courant continu plus classique, du type à pôle long (sans commutation) pourrait être suffisant.

3. — Céramiques piézo-électriques

Elles constituent l'élément rapide de l'asservissement. La figure 11 en décrit le montage. Elles déplacent les petits miroirs des œils-de-chat. Les céramiques sont enfermées dans des tubes en cuivre ; une huile de silicone (100 000 cs) assure à la fois l'amortissement mécanique et la dissipation thermique. L'ensemble peut être placé dans le vide. L'attaque des électrodes est faite par des transformateurs élévateurs de tension. La tension maximum applicable entre électrode interne et électrode externe est de 2 000 V, et produit le déplacement 20 μ déjà cité.

4. — Rotation de la lame demi-onde

Une broche de rectifieuse industrielle percée suivant son axe et entraînée par air comprimé est utilisée pour la rotation de la lame demi-onde. Le niveau de bruit et de vibrations est tolérable et ne cause pas de problème particulier. Cependant, le graissage (et la durée de vie) des roulements ne sont pas satisfaisants ; l'emploi de paliers à air devrait résoudre la difficulté.

5. — Ensemble de mesure et d'enregistrement

La figure 12 donne un schéma simplifié de l'ensemble du système. Le signal à mesurer est démodulé par un signal carré à 250 Hz, de phase réglable, synchrone de la modulation interne. L'intégration est faite par un convertisseur tension-fréquence suivi d'un compteur réversible à 5 chiffres décimaux ; les échantillons sont stockés et une nouvelle intégration peut commencer pendant l'enregistrement sur bande magnétique de l'échantillon précédent. Chaque mesure comporte l'enregistrement de 6 caractères *BCD*, dont l'un donnant l'indication de la gamme d'un atténuateur à 4 positions, à commande manuelle (gain 1, 10, 100, 1 000) ; il permet d'augmenter la dynamique du système [2].

L'intensité totale de la source étudiée est contrôlée par un récepteur R', et une tension proportionnelle envoyée à un potentiomètre enregistreur classique P qui permet de la surveiller en permanence. Un second potentiomètre, couplé au premier est introduit dans la boucle de contre-réaction d'un amplificateur à gain variable ; les fluctuations d'intensité sont ainsi compensées (dans la mesure où elles sont achromatiques naturellement).

L'enregistreur est du type incrémental (1) (400 pas/s). Lorsque l'on renregistre 6 caractères, et en tenant compte des temps morts, la cadence maximum est égale à 50 mesures/s.

6. — Réglages

Le système de modulation en phase est par nature insensible aux variations d'intensité du signal de référence ; il n'exige ni équilibrage délicat entre deux récepteurs différents, ni manipulation de formes d'ondes précises par des circuits hautement linéaires (2) ;

(1) L'avance pas à pas donne la possibilité de faire des arrêts de durée quelconque en cours d'enregistrement. Elle permet donc de produire directement une bande magnétique lisible par ordinateur, laquelle doit obligatoirement comporter une division des données en blocs séparés par des intervalles. Si le déplacement de l'interféromètre était continu, une mémoire tampon serait nécessaire.

(2) Ces qualités, essentielles pour une mesure précise de Δ, sont une propriété du système *mécanique* qui produit ici la modulation (lame demi-onde tournante D solidaire du disque V_1). Il est naturellement possible de réaliser l'équivalent avec des cristaux électro-optiques attaqués par des tensions sinusoïdales convenables. Mais pour obtenir une liaison *rigoureuse* entre les phases des signaux de fréquence 4 N et 400 N, une extrême précision dans les formes d'onde et les niveaux des signaux appliqués, ainsi que dans les conditions d'attaque et la stabilité de température des cristaux serait nécessaire. Un autre système de mesure, assez voisin du nôtre [14], dans lequel la porteuse est obtenue par battements entre composantes Zeeman d'une raie laser présente également l'avantage de ne pas comporter de pièce tournante. Mais il ne permet pas non plus l'interpolation fine, précise et rapide entre franges entières qui est la *propriété essentielle* de notre dispositif.

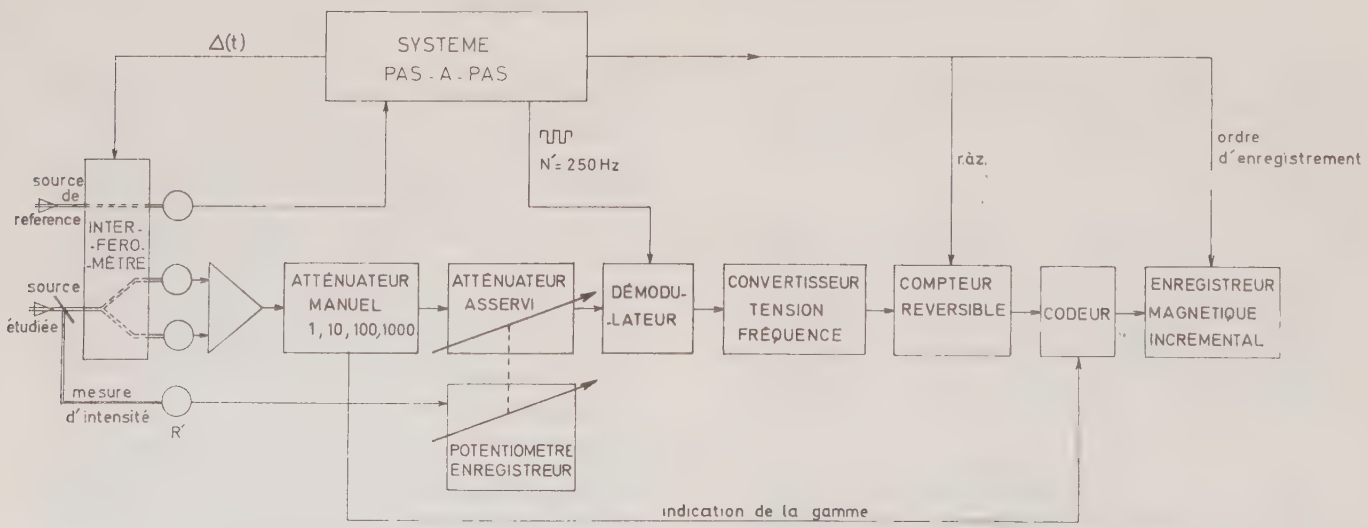


FIG. 12. — *Schéma de principe du système de mesure et d'enregistrement (partie analogique et partie digitale).*

la partie analogique est réduite au strict minimum (préamplificateurs) et *toutes* les opérations ultérieures sont digitales. Cependant, on doit s'attendre à ce que *tout système* de mesure de la différence de marche ne procédant pas par simple comptage de franges entières (et permettant donc d'estimer *l'excédent* fractionnaire) introduise une erreur *périodique*, de période λ_r ; le nôtre ne fait pas exception.

Les imperfections du système optique entraînent deux conséquences différentes :

a) Si les polariseurs rectilignes dichroïques en spath sont de très haute qualité [13], par contre les épaisseurs des quarts d'onde ne sont correctes qu'à 1 % près. La recherche d'une précision plus grande n'aurait d'ailleurs aucun sens ; en effet, les nombreuses réflexions obliques aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de l'interféromètre, ainsi que la transmission oblique à travers les lames S et M déforment les vibrations interférentes qui ne sont plus circulaires mais elliptiques. Il est heureusement possible de compenser toutes ces erreurs sans les mesurer individuellement en adoptant une incidence légèrement oblique sur les quarts d'onde Q_1 et Q_2. Ce réglage est délicat ; il faut, en effet, ajuster simultanément 3 paramètres (azimut du quart d'onde dans son plan, angle d'incidence et plan d'incidence). On le contrôle en occultant l'un des faisceaux de l'interféromètre et en orientant le quart d'onde de l'autre faisceau de manière à annuler le signal modulé reçu par l'un quelconque des détecteurs H_s ou H_c ; la vibration incidente sur la lame demi-onde tournante est alors circulaire. Ce réglage empirique n'est commode qu'à condition de pouvoir suivre l'amplitude *et* la phase du signal modulé ; on envoie donc ce signal (non écrêté) dans deux démodulateurs synchrones alimentés par les signaux de référence R_s et R_c. Leurs sorties continues attaquent les entrées X et Y d'un oscilloscope dont on cherche à centrer le spot. La précision du réglage est limitée par le rapport s/b du signal de référence ; une ellipticité inférieure à $1{,}5.10^{-4}$ a été obtenue, ce qui correspond à une erreur périodique ε de l'ordre de 5 Å sur la différence de marche. Cette erreur doit introduire dans le spectre calculé par TF des ghosts [1] dont l'écart à la raie principale est égal à $\sigma_r = 1/\lambda_r$ et l'intensité calculée $2\,\pi\varepsilon/\lambda$. L'intensité mesurée des ghosts pour une raie visible ($\lambda = 6\,328$ Å) a été égale à 5.10^{-3} ; elle est proportionnelle à $1/\lambda$ donc plus réduite dans l'I. R. (1). Cette intensité peut paraître relativement grande ; mais (en raison de l'emploi d'une T. F. sensible à la phase) la forme des ghosts est nettement asymétrique, et ils ne peuvent être confondus avec les raies normales.

b) Un réglage de l'incidence sur la lame demi-onde tournante D serait sensiblement plus délicat. Mais l'erreur sur Δ introduite par l'erreur sur l'épaisseur optique de D est *périodique dans le temps* (période $1/N$). Comme la période de modulation interne $1/N'$ et la durée d'intégration sont des multiples entiers de $1/N$, l'effet moyen résiduel sur chaque échantillon de l'interférogramme est nul ; en d'autres termes, seule la forme de la loi de modulation interne est très légèrement modifiée ce qui est sans importance.

MÉTHODES DE CALCUL

Les problèmes de calcul qui se posent peuvent être classés en deux catégories :

1° calcul d'une transformée de Fourier proprement dite (TF),

2° traitements variés à faire subir avant calcul de la TF à l'interférogramme enregistré ; interpolation dans le spectre entre 2 points obtenus directement par TF ; tracé des spectres, et leur exploitation.

Après la mise au point des principes mathématiques du traitement de l'interférogramme et du spectre, la principale difficulté réside dans la dimension des fichiers à manipuler, qui est toujours supérieure à la taille de la mémoire centrale d'un ordinateur. Nous avions à transformer 60 000 points avec un 7040 I. B. M. de 32 K (1) mots de mémoire centrale. Maintenant nous disposons d'un 360/75 de 256 K mots mais nous devons transformer 10^6 points.

Or la méthode rapide de calcul de TF de Cooley-Tukey s'applique assez facilement ici lorsque tout le calcul peut se faire en unité centrale. Mais dès que le nombre de points devient supérieur à une limite N_L dépendant de l'ordinateur utilisé, il faut utiliser des mémoires auxiliaires (bandes ou disques) dont les temps d'accès sont très supérieurs à celui de la mémoire centrale. Il a donc été nécessaire de mettre au point deux séries de programmes transformant un nombre de points qui, dans un cas est inférieur à N_L, et dans l'autre cas lui est supérieur.

1) **Calcul de la TF.** — Nous devons calculer la TF en sinus d'une fonction impaire échantillonnée en N points de $\Delta = 0$ à Δ_{max}. Nous désignerons par

$$h = p\lambda_r/100 = 1/2\ \Delta\sigma$$

la distance entre deux échantillons (fig. 13). A partir des N échantillons de l'interférogramme $I(\Delta)$. On calcule les N échantillons du spectre $S(\sigma)$ distants de $\delta\sigma$ par la série :

$$S(\sigma_1 + p\,\delta\sigma) = \sum_{k=1}^{k=N} I_{k-1} \cos\left[2\,\pi(\sigma_1 + p\,\delta\sigma)\,(k-1)\,h\right].$$

a) ***Méthode classique.*** — L'algorithme classique utilisant cette formule conduit pour le calcul des N points

(1) 1 K = 2^{10} = 1 024.

(1) Comme l'erreur périodique résiduelle est stable on peut imaginer de la mesurer et de la compenser pour réduire encore davantage les ghosts. On peut par exemple ajouter au signal d'erreur une tension continue fonction de *l'excédent fractionnaire* des franges de référence. On peut aussi introduire une correction dans le programme de calcul ; ces deux procédés n'ont pas encore été essayés.

du spectre, au produit d'une matrice carrée de rang N par une matrice colonne de N termes, d'où un temps de calcul proportionnel à N^2, le coefficient de proportionnalité dépendant de l'ordinateur utilisé et de la méthode de calcul des cosinus. Les meilleurs temps réalisés obéissent aux formules :

$$T = 0{,}8.10^{-3}\, N^2 \text{ pour le 704 I. B. M.}$$

et

$$T = 0{,}3.10^{-3}\, N^2 \text{ pour le 7040 ,}$$

T étant exprimé en secondes (fig. 14 et tableau I).

Pratiquement, les plus grandes exploitations qui aient été faites avec cet algorithme ont été les calculs des spectres de Jupiter (1965) avec $N = 12\,000$ en 12 h.

b) ***Méthode de Cooley-Tukey.*** — Sour sa forme initiale elle permet le calcul de la TF d'une fonction complexe et quelconque. Donc, avec nos notations, elle transforme $N_D = 2\,N$ échantillons complexes pour obtenir N_D valeurs complexes du spectre réparties dans l'intervalle $2\,\Delta\sigma = 1/h$.

L'idée générale en a été exposée en tête de l'article fondamental de Cooley et Tukey [24] : « la matrice carrée $N_D \times N_D$ peut être considérée comme le produit de m matrices très peu remplies, m étant égal à $\log_2 N_D$ ».

α) FONCTION COMPLEXE. — La place requise en mémoire est de $2\,N_D$ mots, ce qui dans notre cas, reviendrait à réserver $4\,N$ mots pour $2\,N$ échantillons réels de l'interférogramme pris entre $-\Delta_{max}$ et $+\Delta_{max}$ (1) et $2\,N$ valeurs imaginaires nulles. Soit H la taille mémoire de l'ordinateur considéré ; H est toujours une puissance de 2. Comme une partie est obligatoirement prise par le résident du système et le programme, on peut au maximum utiliser $H/2$ mots pour stocker les données ; donc avec un 7040 de 32 K mots on pouvait au maximum traiter un interférogramme de

$$N_L = \frac{H}{2 \times 4} = 4\,K = 4\,096 \text{ mots .}$$

Avec un 360/75 de 256 K, N_L devient égal à 32 K.

D'autre part, les résultats de la TF ne sont pas en ordre et le simple tri par inversion de bits ajoute dans le calcul du temps un terme en N_D^2 qui est complètement négligeable pour les N_D petits, mais devient prépondérant pour N_D grand. Une amélioration du classement a nécessité la réservation dans la mémoire centrale de N mots supplémentaires, mais a supprimé le terme en N_D^2. Deux programmes exactement semblables FFT 4 K et FFT 32 K écrits pour 7040 et 360/75 donnent respectivement les temps de calcul en secondes :

$$T = 0{,}428.10^{-3}\, N_D \log_2 N_D + 0{,}166.10^{-2}\, N_D$$

et

$$T = 0{,}152.10^{-4}\, N_D \log_2 N_D + 0{,}145.10^{-3}\, N_D .$$

(1) On démontre qu'il est équivalent d'introduire dans le tableau réservé aux valeurs réelles N échantillons pris entre 0 et Δ_{max} suivis de N zéros.

On remarque que les 2 termes en $N_D \log_2 N_D$ et en N_D sont comparables et que le passage du 7040 au 360/75 a donné un gain de rapidité égal à 23 (fig. 14).

β) FONCTION RÉELLE. — Il est possible de ramener le calcul de la TF d'une fonction réelle I' échantillonnée en N_D valeurs à celui de la TF d'une fonction complexe I'' échantillonnée en $N_D/2$ points [25]. La partie réelle de I'' est constituée par les échantillons de rang pair de I' et la partie imaginaire par ceux de rang impair. Il faut ensuite reconstituer suivant la position du spectre à étudier dans l'intervalle libre $1/h$ les $N_D/2$ premiers échantillons réels ou les $N_D/2$ derniers du spectre de I' à partir des $N_D/2$ valeurs complexes du spectre de I''. En appliquant ce principe, nous avons mis au point sur 360/75 un programme FFT 64 K qui a deux avantages sur les précédents : il n'occupe en mémoire que $2\,N$ mots pour stocker les données, donc nous permet de traiter jusqu'à $N_L = 64\,K$ en unité centrale, et le temps d'exécution pour N donné est divisé par 1,5. Il obéit à la formule :

$$T = 0{,}158.10^{-4}\, N \log_2 N + 0{,}206.10^{-3}\, N_D .$$

c) ***Extension de la méthode de Cooley-Tukey au cas où $N > N_L$.*** — Pour traiter avec le 7040 le cas de $N > 4\,K$ ou avec le 360/75 celui de $N > 64\,K$, il faut utiliser les mémoires auxiliaires. D'autre part, à chaque étape de la méthode de Cooley-Tukey les nombres à traiter successivement ne sont pas stockés en mémoire en séquence, d'où l'impossibilité d'utiliser directement les organigrammes précédents. Un programme différent a été mis au point sur 7040. Il utilisait 4 bandes magnétiques et le tri final était fait non par inversion de bits, mais par une formule permettant de calculer le rang de chaque échantillon de sortie. Le temps était donné par la formule :

$$T = 0{,}228.10^{-2}\, N_D \log_2 N_D + 0{,}747.10^{-2}\, N_D .$$

Pour $N = 64\,K$ on avait $T = 105$ minutes. Il aurait été possible d'améliorer encore sensiblement le coefficient du 1er terme, mais nous ne l'avons pas fait, car nous avons pu alors utiliser un ordinateur plus puissant.

Pour le 360/75, nous avons mis au point le programme TF 1 000 K qui, à partir de la technique dite de « decimation in time » [26] permet le calcul de la TF d'une fonction réelle échantillonnée avec $N_D = 2^n$ échantillons sur un ordinateur ne disposant que de $N_D/12$ mémoires rapides à accès direct.

Dans une première étape, les N_D échantillons sont triés et répartis en 16 blocs de longueur $N_D/16$. Ces blocs sont stockés sur des fichiers à accès direct implantés sur disque magnétique. Dans une deuxième étape, on calcule successivement la TF de ces blocs à l'aide du programme « FFT 64 K ». La troisième et dernière partie est constituée d'une série de 4 étapes d'intercombinaisons entre les différents fichiers ainsi obtenus. Elle permet de reconstituer la TF de l'ensemble. Les échantillons du spectre ($N_D/2$ pour la partie réelle et $N_D/2$ pour la partie imaginaire) se trouvent alors dans l'ordre et en séquence sur deux fichiers du disque magnétique.

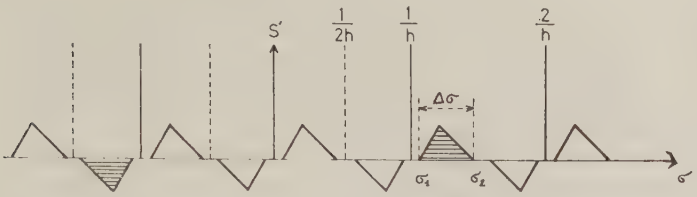


FIG. 13. — *Le spectre physique occupe l'intervalle $\Delta\sigma$ entre σ_1 et σ_2.*

En le calculant à partir d'échantillons de $I(\Delta)$ on trouve non seulement le spectre mais ses images.

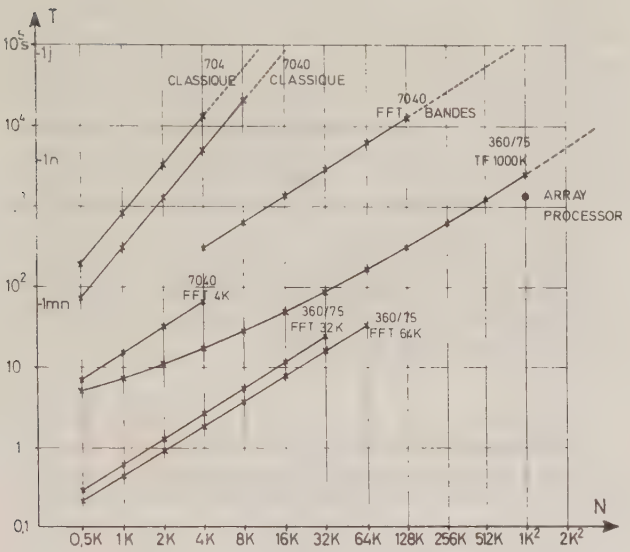


FIG. 14. — *Diagramme des temps de calcul correspondant aux différents programmes.*

Les croix correspondent à des temps effectivement mesurés, les courbes en pointillés à des extrapolations.

Erratum : Pour être en accord avec le texte et le tableau I (qui tiennent compte des derniers résultats) les ordonnées de la courbe 360/75 TF 1 000 *K* doivent être multipliées par 0.5.

Le temps total d'exécution est la somme des temps d'exécution T_1, T_2 et T_3 des 3 parties avec :

$$T_1 = 0{,}562.10^{-4}\, N_D$$
$$T_2 = 0{,}151.10^{-4}\, N \log_2 N + 0{,}206.10^{-3}\, N_D$$
$$T_3 = 0{,}336.10^{-3}\, N_D$$

d'où :

$$T = 0{,}151.10^{-4}\, N \log_2 N + 0{,}119.10^{-3}\, N$$

pour : $N = 1\,024\ K$, $T = 22$ mn 08 s.

Plus de la moitié de ce temps est consacré à la manipulation de fichiers ce qui explique que, à partir de

TABLEAU I

Tableau récapitulatif des temps de calcul pour différents types de machine ; N est le nombre d'échantillons de l'interférogramme entre les différences de marche 0 *et* Δ_{max}.

Ordinateur	704	7040 32 *K*	7040 32 *K*	7040 32 *K*	360/75 256 *K*	360/75 256 *K*	360/75 256 *K*
Programmes	classique	classique	FFT 4 *K* $N < 4\ K$	avec bandes magnétiques	FFT 32 $N \leqslant 32\ K$	FFT 64 *K* $N \leqslant 64\ K$	TF 1 000 *K* avec disques
Fonction	réelle	réelle	complexe	complexe	complexe	réelle	réelle
Place en mém. centr.	4 *N*	4 *N*	5 *N*	5 *N*	5 *N*	5 *N*/2	5 *N*/32
$N = 0{,}5\ K$	3 mn 30 s	78 s	7,22 s		0,30 s	0,22 s	
$N = 1\ K$	14 mn	5 mn 14 s	15,33 s		0,66 s	0,44 s	3,7
$N = 2\ K$	55 mn 55 s	20 mn 58 s	32,45 s		1,34 s	0,90 s	5.18
$N = 4\ K$	3 h 43 mn	1 h 23 mn	68,41 s	5 mn 15 s	2,88 s	1,85 s	8,14
$N = 8\ K$	14 h 56 mn	5 h 35 mn		9 mn 30 s	5,85 s	3,82 s	13,32
$N = 16\ K$				21 mn	12,22 s	7,86 s	22,94
$N = 32\ K$				50 mn	25,45 s	16,00 s	42,92
$N = 64\ K$				1 h 45 mn		33,44 s	1 mn 24 s
$N = 128\ K$				3 h 32 mn			2 mn 46 s
$N = 256\ K$							5 mn 27 s
$N = 512\ K$							11 mn
$N = 1\,024\ K$							22 mn 08 s

$N = 32\ K$, il croisse proportionnellement à N. La taille et le nombre des fichiers ont été adaptés au cas $N = 1\ 024\ K$ et sont particulièrement mal adaptés à $N \leqslant 64\ K$, mais alors on utiliserait FFT 64 K. On perd pour $N = 64\ K$ un facteur 3,4 sur le temps d'exécution en passant du calcul entièrement en mémoire centrale à celui qui utilise les disques, mais l'encombrement en mémoire est de $5\ N/2$ dans le premier cas et seulement de $5\ N/32$ dans le deuxième.

L'examen de la figure 14 permet de se rendre compte des progrès qui ont été possibles grâce à la fois à l'évolution des ordinateurs et à celle des méthodes de calcul. La spectroscopie par transformation de Fourier ne se classe plus maintenant dans le groupe des techniques grosses consommatrices de temps machine. Ces chiffres ne constituent pas un optimum. La première amélioration à apporter est l'adaptation de l'algorithme de FFT au cas particulier d'une fonction à la fois réelle et paire ou impaire. Il est raisonnable d'en espérer un gain de place en mémoire et un gain de temps.

2) **Calculs annexes.** — Le calcul de la TF proprement dite n'est qu'une étape du traitement complet qu'on fait subir à l'interférogramme depuis son enregistrement sur bande magnétique jusqu'au tracé du spectre. Il a été bien établi que l'interférogramme était échantillonné avec le nombre de points N minimum. En conséquence, le spectre obtenu par TF sera aussi échantillonné en N points, N étant toujours minimum. Ceci signifie qu'on a seulement 1 point par élément spectral ; une interpolation linéaire ne donne qu'une approximation grossière du spectre et une méthode d'interpolation précise (par convolution) est indispensable [1].

Le calcul est organisé de la façon suivante : les 1 024 K points primaires $S(\sigma)$ résultats du calcul de la TF sont stockés sur disque. La recherche de S maximum se fait en 25 s ; La normalisation de tout le spectre primaire et son écriture pour stockage sur bande magnétique par bloc de 1 K prend 86 s ; le calcul de la fonction d'interpolation désirée $f(\sigma)$ et diverses initialisations nécessaires à la suite du travail demandent aussi 25 s. Ensuite commence l'interpolation proprement dite ; on peut calculer soit le spectre entier, soit une tranche arbitraire ; le calcul complet (1) à raison de 5 points secondaires/point primaire soit $5 \times 1\ 024\ K \simeq 5.10^6$ points prend 22 mn 10 s. Enfin, la préparation de la bande magnétique pour le traceur Calcomp 563 se fait en 10 mn (1). La durée totale des opérations est donc 1 h 03 mn.

3) **Programme de test.** — Il est intéressant d'avoir aussitôt que possible après l'enregistrement de l'interférogramme des renseignements sur la qualité du spectre. Pour cela il suffit d'en calculer à la résolution maximum 3 tranches étroites de 8 K par exemple dans 3 régions différentes : l'une dans une région de signal maximum comprenant des raies fines, les 2 autres dans les régions extrêmes du spectre où le signal est nul ; on a ainsi facilement une mesure de la valeur efficace du bruit et du rapport s/b dans le spectre. Le calcul de la TF se fait à partir d'un interférogramme secondaire échantillonné en 8 K points équidistants de 1 024 k/8, obtenus par une convolution convenable à partir des 10^6 échantillons primaires [8]. Le tableau II donne les temps de calcul correspondants.

TABLEAU II

Temps de calcul correspondant à des tranches de 8 K, 32 K, 64 K points primaires du spectre à partir de 10^6 échantillons de l'interférogramme

	8 K	32 K	64 K
Calcul de l'interférogramme secondaire	82 s	166 s	265 s
Calcul de la TF.....	3,82 s	16 s	33,44 s
Interpolation dans le Spectre...	10 s	40 s	80 s
Temps total	95,82 s	222 s	378,44 s

Donc, avec un test de 3×96 s = 4 mn 48 s on peut avoir des renseignements suffisants sur le spectre pour décider s'il est nécessaire d'entreprendre le calcul complet (2).

PREMIERS RÉSULTATS

1) **Description.** — Trois interféromètres presque identiques sont en cours de réalisation, pour la spectroscopie astronomique, l'absorption en laboratoire et les sources d'émission respectivement. Seul le dernier a déjà permis d'obtenir des résultats. Les qualités de très haute résolution et de précision dans la mesure des nombres d'onde pour ce genre d'appareil étant démontrées [11] nous avons cherché à établir surtout la possibilité de *détecter des raies faibles à* l'intérieur d'un domaine spectral étendu donc en présence d'une énergie totale considérable.

Les sources utilisées pour l'étude des spectres de terres rares sont des tubes sans électrodes excités par magnétron ; elles constituent jusqu'ici des objets difficiles pour la spectroscopie de Fourier. En effet elles sont souvent très instables et ont en particulier tendance à osciller en BF avec des fréquences voisines de

(1) C'est un temps qui devrait être réduit avec le nouveau Software mis à notre disposition par le constructeur du traceur.

(2) On peut également ramener le calcul du spectre complet d'un interférogramme de 1 024 K à celui de 16 tranches de 64 K, si l'on dispose d'un « Array Processor », unité spécialisée pour faire des convolutions qui travaille simultanément avec l'unité centrale. Le temps de calcul de l'interférogramme secondaire se ramène alors à 50 s, d'où l'obtention d'une tranche complète de 64 K en $50 + 33{,}84 \simeq 89$ s et du spectre complet en 24 mn. L'Array Processor ramène aussi de 22 mn à 40 s le calcul du spectre interpolé à partir des 10^6 valeurs du spectre primaire. Les essais ont été effectués sur l'Array Processor connecté au 360/65 de l'INAG.

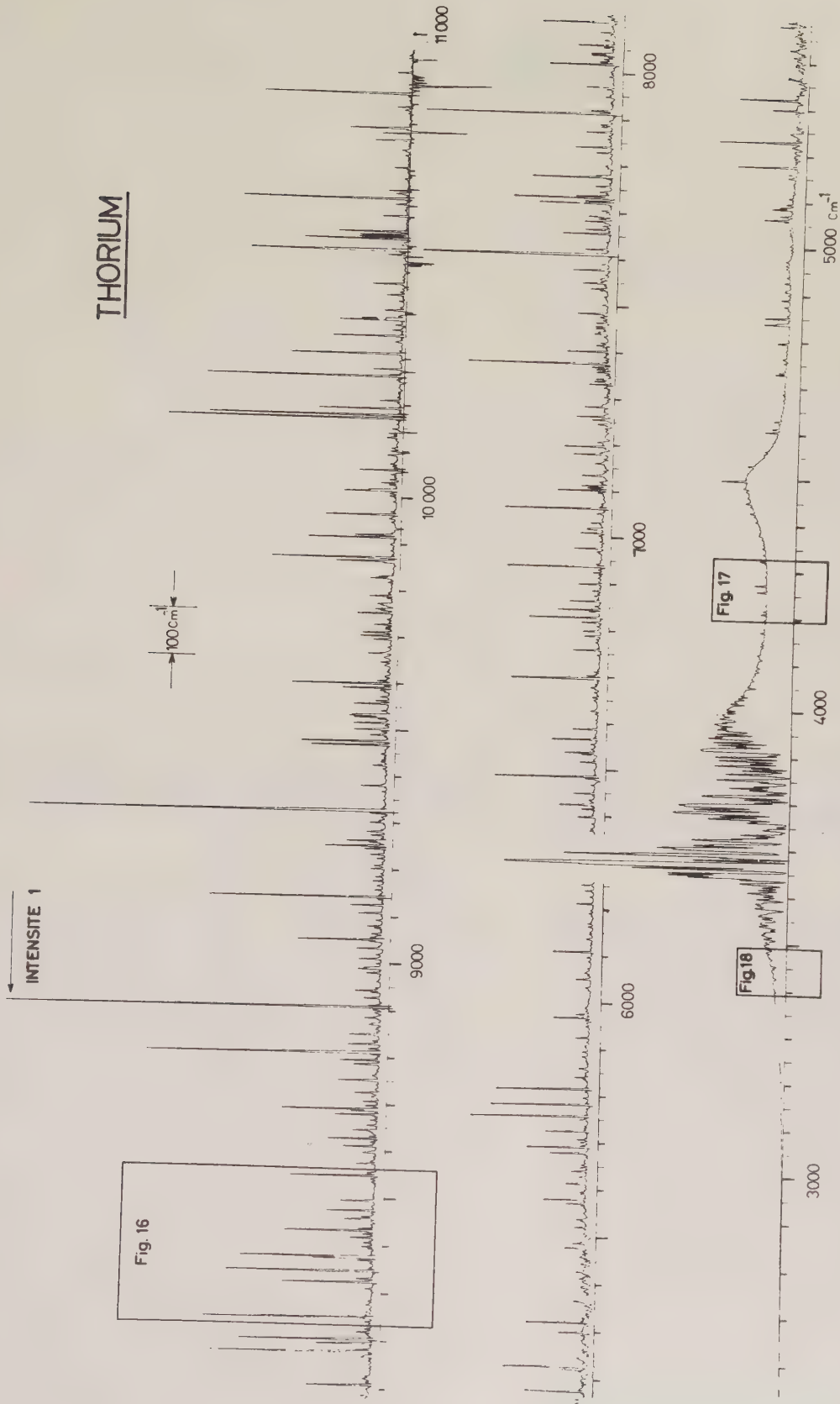
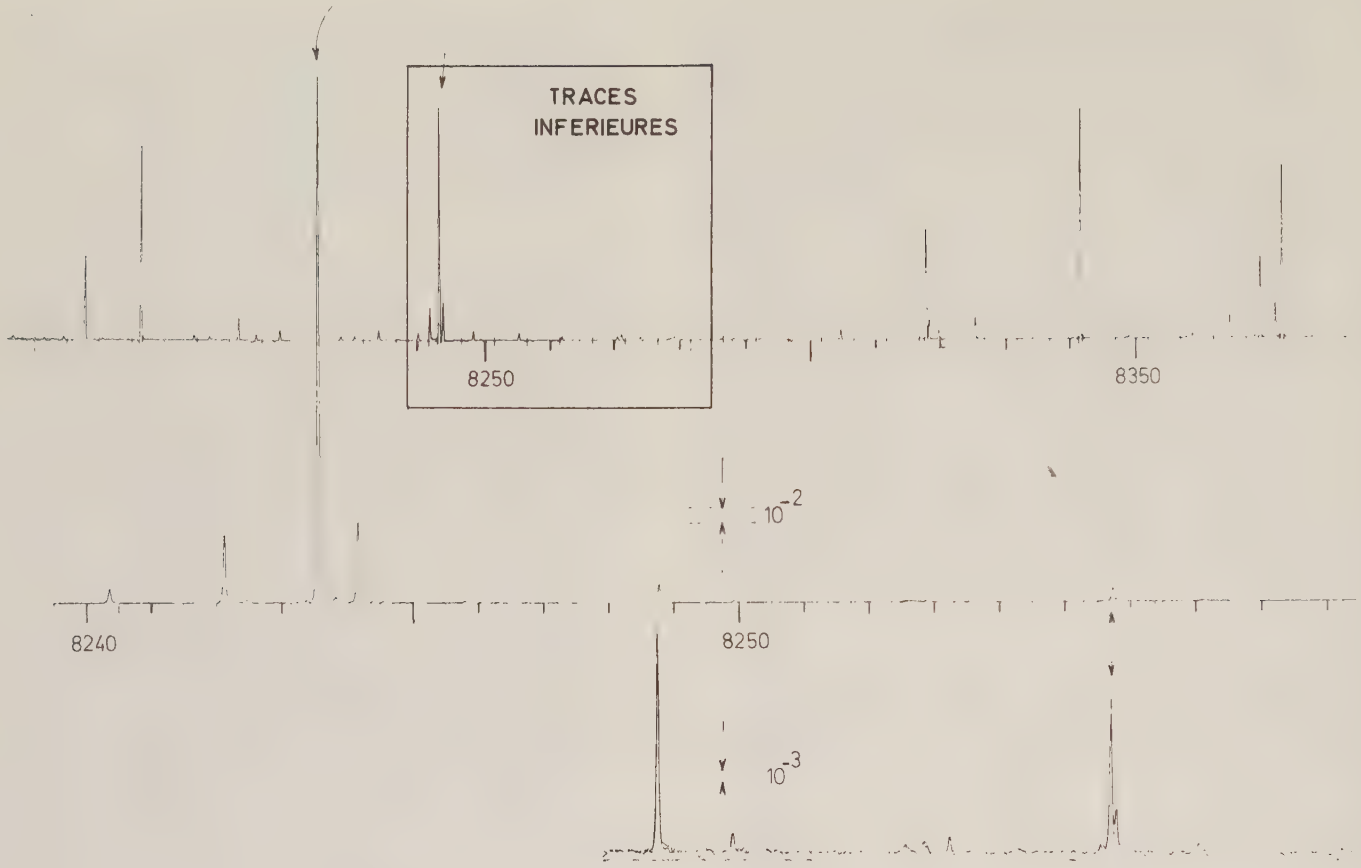


FIG. 15. — *Spectre du thorium calculé à partir des* 10^4 *premiers points d'un interférogramme de* 10^6 *points.*

La limite de résolution est ici $\delta\sigma = 2$ cm^{-1}. Pour toutes les figures les échelles en cm^{-1} sont provisoires ; la longueur d'onde de référence n'est pas connue avec précision, et aucune correction de dispersion de l'air n'a été faite.



celles de l'échantillonnage ou de la modulation interne. Dans ces conditions la limite fondamentale imposée par le bruit de récepteur n'a pas encore été atteinte. On peut attendre des progrès appréciables par l'emploi d'un asservissement à intensité constante de la source elle-même.

Les figures 15, 16, 17, 18 donnent des portions différentes du spectre du thorium extraites du *même* interférogramme. Le temps d'enregistrement adopté est égal à 10 h (le minimum possible aurait été 6 h). Le pas d'échantillonnage est égal à 0,455 μ (valeur correspondant à $p = 13$). Le domaine spectral libre $\Delta\sigma$ s'étend donc de 0,91 μ à l'infini (0 à 11 000 cm^{-1}). Le domaine spectral occupé est limité par la transparence du tube en silice utilisé comme source (et par la réponse des détecteurs PbS) à 3,3 μ (3 000 cm^{-1}).

Un filtre élimine les longueurs d'onde inférieures à 0,8 μ. Les raies comprises entre 0,8 et 0,91 μ (12 500 à 11 000 cm^{-1}) viennent en recouvrement sur le domaine de 11 000 à 9 500 cm^{-1} ; mais par suite des propriétés de la transformée en sinus elles sont négatives et très faciles à distinguer des autres sur les tracés à haute résolution. Un spectre d'absorption par contre devrait être étudié sans aucun recouvrement.

L'amplitude pic à pic de la modulation interne est égale à 0,70 μ ($q = 20$). Le rendement est égal à l'unité pour $\lambda = 1{,}70$ μ (6 150 cm^{-1}), il reste supérieur à 0,5 de 2 400 cm^{-1} (4,2 μ) à 12 000 cm^{-1} (0,83 μ).

En résumé le domaine spectral compris entre 0,8 et 3,3 μ est couvert en un seul enregistrement avec un rendement acceptable et sans ambiguïté d'interprétation. *Aucune* connaissance préalable du spectre n'est nécessaire. Le récepteur PbS n'est pas le meilleur possible en dessous de 1,1 μ, mais un utile recouvrement avec un domaine déjà étudié (en partie par des spectrographes) est ainsi obtenu.

La figure 15 donne l'ensemble du domaine spectral calculé à partir des 10^4 premiers points de l'interférogramme, donc avec un pouvoir de résolution 100 fois plus faible que la valeur finale. Elle permet d'apprécier la densité du spectre ; on remarquera également l'importance du fond continu sur lequel les bandes d'absorption de la vapeur d'eau atmosphérique (1) se détachent autour de 3 700 et de 5 400 cm^{-1}. Le fond continu passe par un maximum à 3 660 cm^{-1}. Une fraction des raies d'émission est due à l'iode libérée par la décomposition de l'iodure de thorium contenu dans le tube source.

La figure 16 présente une tranche de 400 cm^{-1} calculée à partir des 10^5 premiers points, et enfin 40 cm^{-1} calculés à partir de tout l'interférogramme (10^6 points). La différence de marche maximum atteinte est de 45 cm ; avec la fonction d'apodisation adoptée la limite de résolution est $\delta\sigma = 20.10^{-3}$ cm^{-1}. Les largeurs mesurées sur le spectre, varient entre 40.10^{-3} cm^{-1} vers 10 000 cm^{-1} et 25.10^{-3} cm^{-1} vers 4 000 cm^{-1}. La figure 17 montre le profil d'une raie isolée vers 4 200 cm^{-1} et la figure 18 une raie

(1) L'appareil est prévu pour être ultérieurement mis sous vide.

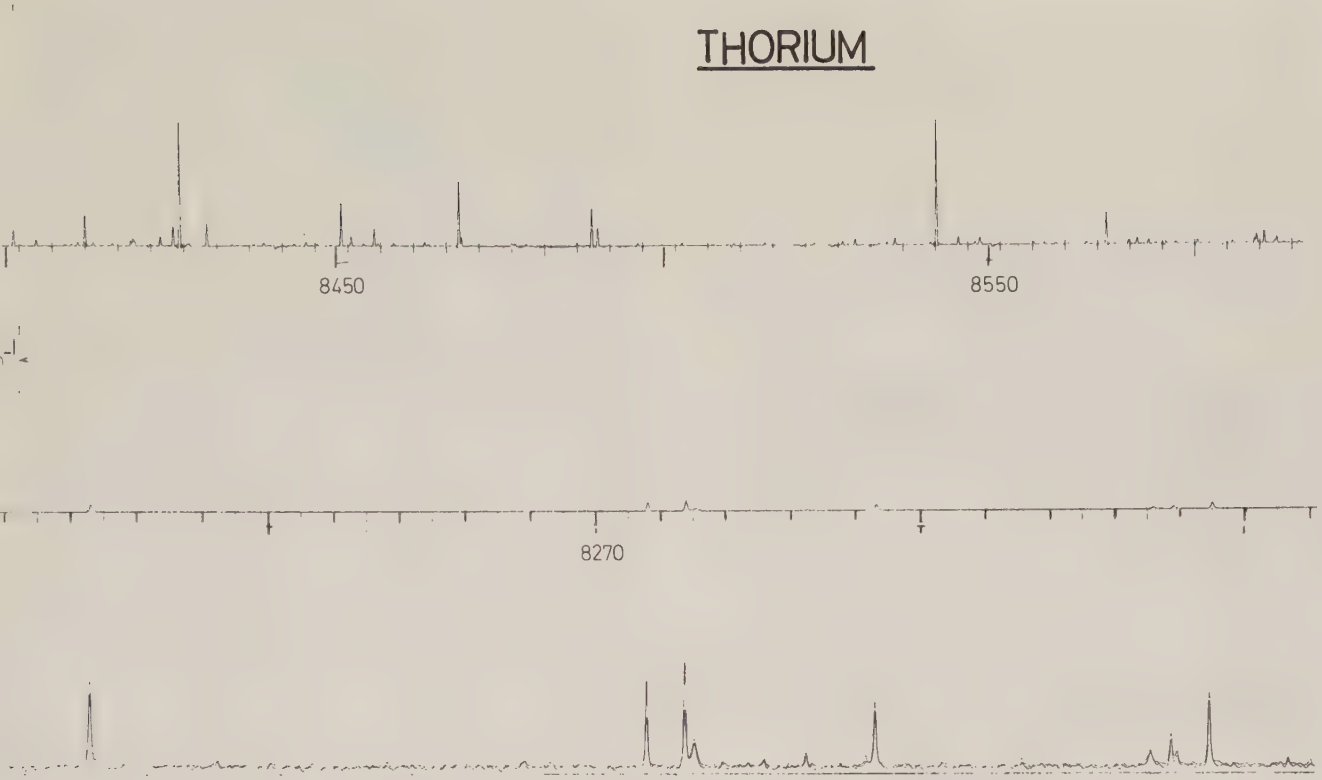


FIG. 16. — *Spectre du thorium (même interférogramme que figure* (15).

En haut : région spectrale indiquée sur la figure 15, calculée à partir de 10^5 points ($\delta\sigma = 0{,}2$ cm^{-1}).

Au centre : tranche de 40 cm^{-1} calculée avec 10^6 points ($\delta\sigma = 0{,}02$ cm^{-1}).

En bas : même région et même abscisse mais intensités multipliées par 10. Un second spectre enregistré dans les mêmes conditions est superposé au premier. La longueur du spectre entier à cette échelle à 80 m.

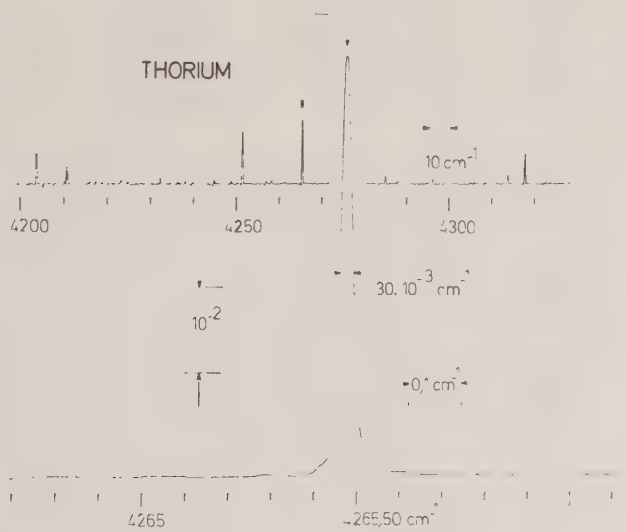


FIG. 17. — *Spectre du thorium.*

En haut : région indiquée sur la figure 15, calculée à partir de 10^5 points ($\delta\sigma = 0{,}2$ cm^{-1}).

En bas : une raie calculée à partir de 10^6 points ($\delta\sigma = 0{,}02$ cm^{-1}) et montrant sensiblement un profil de Lorentz.

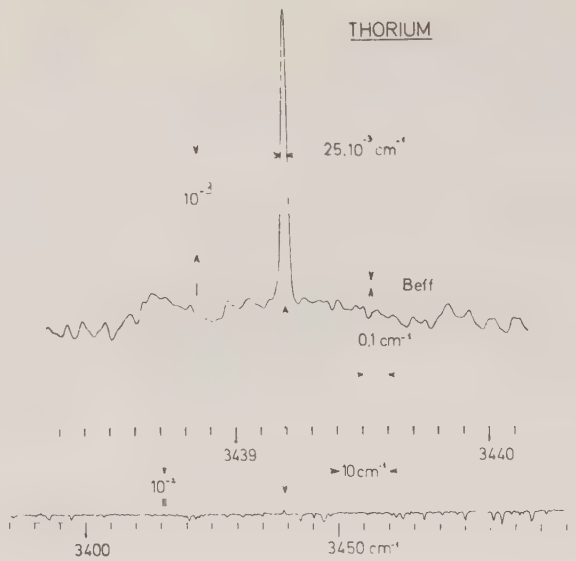


FIG. 18. — *Spectre du thorium.*

En bas : région indiquée sur la figure 15, calculée à partir de 10^5 points ($\delta\sigma = 0{,}2$ cm^{-1}).

En haut : une raie très faible calculée à partir de 10^6 points et montrant la largeur minimum observée (0,025 cm^{-1}).

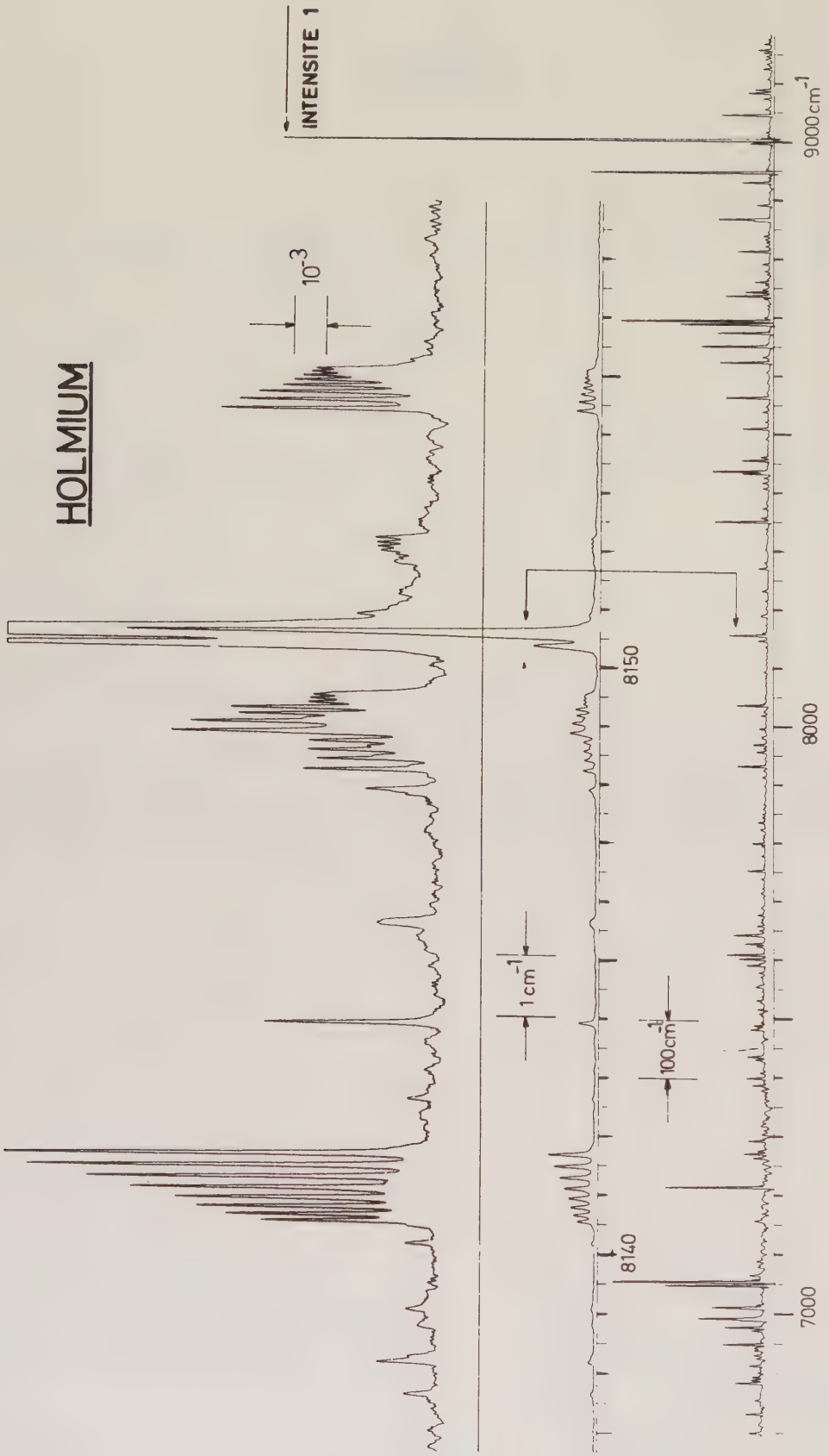


FIG. 19. — *Spectre de l'holmium.*

En bas : trace calculée à partir de 10^4 points (comme fig. 15) ($\delta\sigma = 2$ cm^{-1}).
Au centre : tranche de 20 cm^{-1} calculée à partir de 10^6 points ($\delta\sigma = 0{,}02$ cm^{-1}).
En haut : même région et même résolution mais ordonnées multipliées par 10.

très faible à 3 439 cm^{-1} (2,93 μ) se détachant sur un fond continu perturbé par l'absorption de H_2O (et le bruit).

La reproductibilité des raies faibles est établie sur la figure 16 par comparaison avec un second enregistrement. Les différences d'intensité sont dues à des différences dans le régime de fonctionnement de la lampe, qui n'est pas reproductible avec précision. Tous les tracés sont automatiquement normalisés par rapport à la raie la plus intense du spectre (8 904 cm^{-1}). Par rapport à cette raie la valeur efficace du bruit mesuré (dans une région d'intensité nulle) est $B_{eff} = 0{,}8.10^{-4}$; de la mesure de l'énergie totale du spectre on déduit $Q = 10^7$.

La figure 19 illustre les résultats obtenus avec le holmium ; les conditions d'enregistrement (N, p, q, $\Delta\sigma$, $\delta\sigma$) sont identiques. Une tranche de spectre à basse résolution (10^4 points) est encore présentée ; le spectre à haute résolution montre les structures caractéristiques à 8 composantes de l'holmium (spin 7/2). Le facteur Q mesuré est $2{,}5.10^7$; la plus haute valeur obtenue jusqu'ici était 3.10^6 [2].

pour les spectres de gaz rares [18]. Comme un enregistrement séparé est nécessaire pour chaque raie la méthode est lente et n'a pas été appliquée jusqu'ici aux terres rares.

Au Laboratoire Aimé Cotton les spectres de terres rares sont systématiquement étudiés avec deux interféromètres-spectromètres à réseaux du type SISAM [15] dont le gain de rapidité par rapport au spectromètre à réseau classique est déjà considérable. La méthode et un certain nombre de résultats ont été décrits par J. Verges [19, 20, 21, 22] ; l'accent a été mis sur la haute résolution en vue de l'analyse des structures hyperfines, déplacements isotopiques et effets Zeeman plus que sur la précision des mesures absolues de position. L'étude comporte deux étapes successives :

a) un balayage préalable de l'ensemble du spectre avec une résolution de 0,2 cm^{-1} est effectué par un premier SISAM ; la région couverte s'étend de 4 000 à 12 000 cm^{-1}. La durée effective d'enregistrement est de l'ordre de 150 h, et l'expérience prend environ 3 semaines (1).

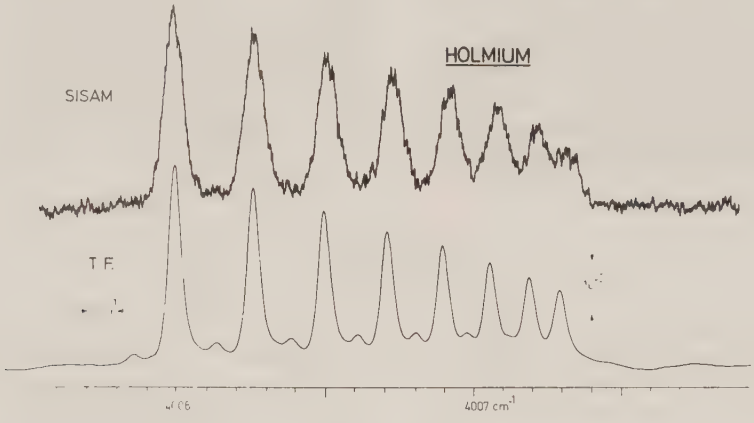


FIG. 20.

En haut : la plus faible structure hyperfine du holmium enregistrée par le SISAM ($\delta\sigma = 0{,}03$ cm^{-1} et temps d'enregistrement 30 mn).

En bas : même structure par transformée de Fourier (même interférogramme que pour figure 19 ; $\delta\sigma = 0{,}02$ cm^{-1}). Longueur du spectre entier 320m.

2) **Comparaison avec les résultats obtenus par les méthodes classiques.** — L'étude de ces spectres très riches en raies est relativement facile dans le visible où un grand spectrographe à réseau (Paschen-Runge ou réseau échelle avec dispersion croisée) permet d'enregistrer l'ensemble du spectre en une seule pose. De nombreuses raies du thorium ont d'autre part été mesurées par photographie avec des étalons Fabry-Perot et constituent de bons étalons secondaires (précision de l'ordre de 10^{-3} cm^{-1}) [16].

Dans l'infrarouge la seule méthode extensive était jusqu'ici le balayage par un spectromètre à réseau. Steers [17] a enregistré le spectre du thorium de 1 à 2,5 μ avec un réseau échelle ; environ 1 000 raies sont données ; l'erreur sur la mesure des nombres d'onde varie entre $\pm\ 2.10^{-2}$ cm^{-1} et $\pm\ 1.10^{-1}$ cm^{-1}.

L'interféromètre de Fabry-Perot avec balayage donne une précision très supérieure : il a été employé

b) après une première étude du spectre au cours de laquelle les raies intéressantes sont repérées, une analyse à plus haute résolution (0,03 cm^{-1}) est effectuée par un second SISAM sur des domaines spectraux très étroits. Le temps d'enregistrement effectif pour *une* structure est de l'ordre de 10 à 30 mn ; en raison des réglages et vérifications nécessaires le nombre de structures analysées ne dépasse pas 10 à 15/jour. L'étude est nécessairement limitée aux raies les plus intenses (par exemple 50 pour le holmium). La figure 20 compare la plus *faible* raie effectivement enregistrée par le SISAM au résultat obtenu par transformation de Fourier. L'intensité de cette structure est environ 25 fois celle de la plus faible structure détectable sur la figure 19 (à 8 152 cm^{-1}).

(1) Une étude semblable des longueurs d'onde plus grandes au moyen d'un spectromètre à grille de Girard est effectuée par C. Morillon [23].

CONCLUSION

Ces premiers résultats établissent la possibilité de traiter par spectroscopie de Fourier des problèmes à pouvoir de résolution élevé et domaine spectral très étendu. Dans le cas de spectres d'émission complexes les informations tirées *d'un* interférogramme à 10^6 points dépassent en qualité et en quantité ceux obtenus par les procédés existants au cours de programmes de recherche s'étendant sur plusieurs mois. Le spectre calculé est disponible sur bande magnétique sous forme directement traitable par ordinateur, et des programmes existent pour la détection et la mesure de la position et de l'intensité des raies [8].

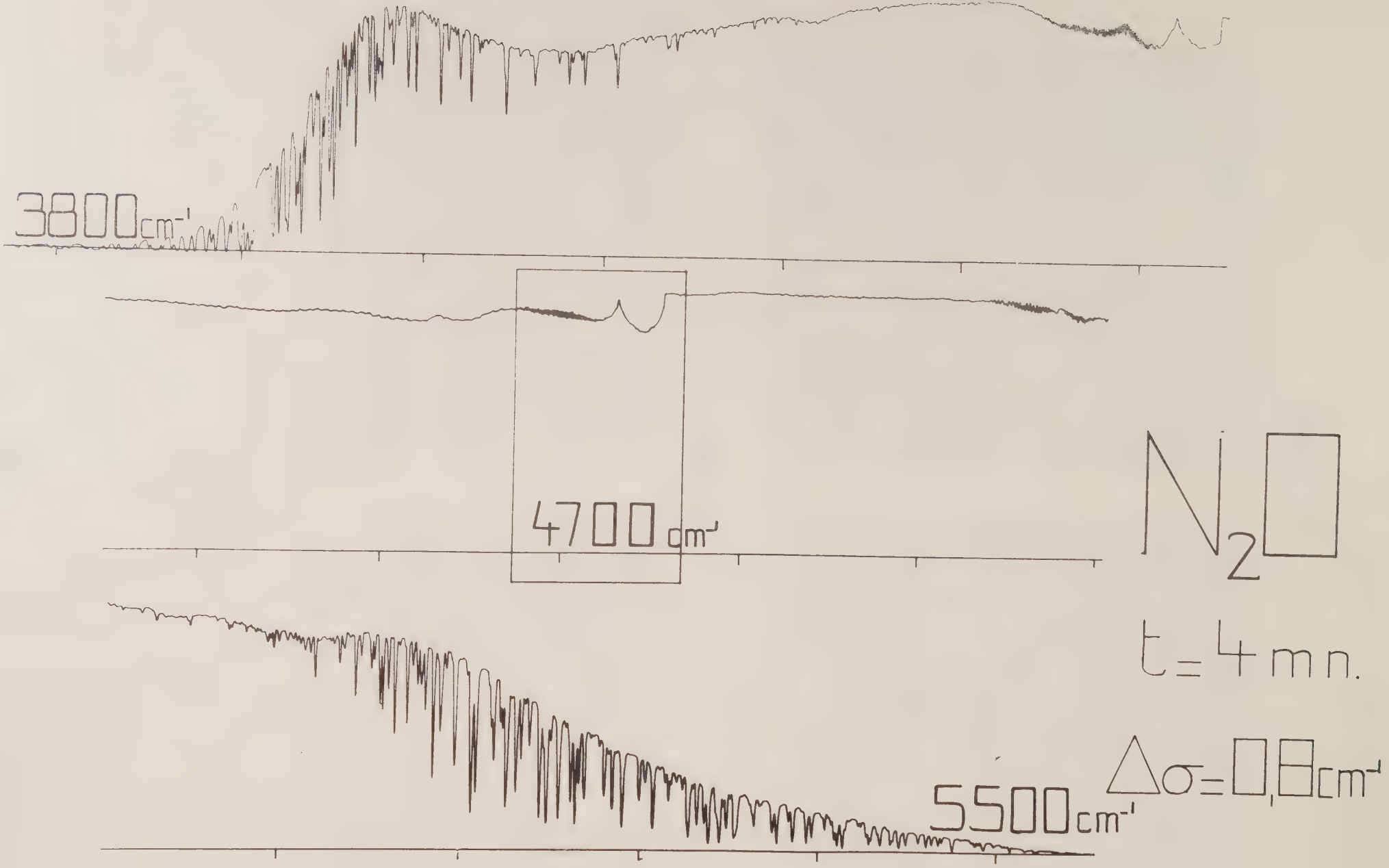
Il nous reste maintenant à effectuer des mesures absolues de nombres d'onde, ce qui demande un étalonnage du système par enregistrement du spectre de la lampe à Krypton étalon international. L'interféromètre sera ultérieurement essayé dans le visible ; ses performances devront alors être comparées à celles des grands spectrographes à réseau croisés avec des étalons de Fabry-Perot par rapport auxquels il n'est pas question d'obtenir un gain de rapidité aussi important. Une augmentation du nombre d'échantillons jusqu'à $N = 5.10^6$ paraît concevable sans modifications de l'appareil ; les problèmes spectroscopiques justifiant cette extension sont sans doute assez rares.

D'autre part un calculateur en temps réel entièrement digital adapté à l'interféromètre est en cours d'achèvement. Il emploie l'algorithme classique (celui de Cooley-Tukey n'étant pas utilisable pour un calcul en temps réel). La durée du cycle de base est de 1 µs/point d'entrée/point de sortie ; il est donc, pour ce problème particulier, 1 000 fois plus rapide que le 7 040 (tableau I, colonne 2 et fig. 14, courbe « 7 040 classique ») et de l'ordre de 100 fois plus rapide que le 360/75. Il pourra calculer jusqu'à 20 000 points d'un spectre à partir d'un interférogramme enregistré à raison de 50 points/s, et ceci sans limitation sur N. Suffisant par lui-même pour tous les problèmes tels que $M < 20\,000$, il permettra dans les autres cas de vérifier pendant l'enregistrement une tranche du spectre.

Nous adressons nos remerciements à M. Ubelmann pour l'aide efficace apportée dans le montage et les essais de l'interféromètre, à M. Calvignac pour les dessins de mécanique, à MM. Seguin, Durand et Dessens qui ont largement contribué à la réalisation fort délicate de l'ensemble électronique, à M. Collet qui a écrit le programme de lecture et conversion de la bande magnétique et au personnel du CIRCE.

RÉFÉRENCES

[1] CONNES (J.), CONNES (P.). — *J. O. S. A.*, 1966, **56**, 896.
[2] CONNES (J.), CONNES (P.), MAILLARD (J. P.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 120.
[3] MAILLARD (J. P.). — *Thèse*, Fac. des Sciences d'Orsay, 1967.
[4] CUISENIER (M.), PINARD (J.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 97.
[5] MERTZ (L.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 87 et MERTZ (L.). — *Astr. J.*, 1966, **70**, 548.
[6] FORMAN (M. L.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 58.
[7] CONNES (J.), CONNES (P.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 57.
[8] DELOUIS (H.). — *Thèse*, Faculté des Sciences d'Orsay, 1968.
[9] CONNES (J.), CONNES (P.), MAILLARD (J. P.). — Atlas des spectres dans le proche infrarouge de Vénus, Mars, Jupiter et Saturne. *Editions du C. N. R. S.*, 1969.
[10] PINARD (J.). — *J. Phys.*, 1967, **28**, C2, 136.
[11] PINARD (J.). — Thèse, *Ann. Phys.*, 1969, n° 2 (à paraître).
[12] CONNES (J.). — *Rev. Opt.*, 1961, **40**, 45, 116, 171, et 231.
[13] BRIDGES (T. J.), KLUVIER (J. W.). — *App. Opt.*, 1965, **4**, 1121.
[14] DE LANG (H.), BOUWHUIS (G.). — *Philips Tech. Rev.*, 1969, **30**, 160.
[15] CONNES (P.). — *Rev. Opt.*, 1959, **38**, 157 et 416 ; 1960, **39**, 402.
[16] GIACCHETTI (A.), STANLEY (R. W.), ZALUBAS (R.). — *J. O. S. A.*, (sous presse).
[17] STEERS (F. B. M.). — *Spectrochim. Act.*, 1967, **23B**, 135.
[18] RAO (K. N.), HUMPHREYS (C. S.), RANK (D. H.). — Wavelength standards in the infrared, *Academic Press*, 1966.
[19] VERGES (J.). — *Thèse*, Fac. des Sciences d'Orsay, 1969.
[20] VERGES (J.). — *Spectrochim. Act.*, 1969, **24B**, 177.
[21] CAMUS (P.), GUELACHVILI (G.), VERGES (J.). — *Spectrochim. Act.*, 1969, **24B**, 373.
[22] BLAISE (J.), MORILLON (C.), SCHWEIGOFER (M. G.), VERGES (J.). — *Spectrochim. Act.*, 1969, **24B**, 405.
[23] MORILLON (C.). — *Spectrochim. Act.*, (sous presse).
[24] COOLEY (J. W.) et TUKEY (J. W.). — Mathematics of computation (1965), **19**, 296.
[25] COOLEY (J. W.) et BRENNER (N. M.). — Communication privée.
[26] COCHRAN (W. T.), COOLEY (J. W.). — IEE *Trans. Aud. El. Acous.*, 1967, AU-15, 2, 45.

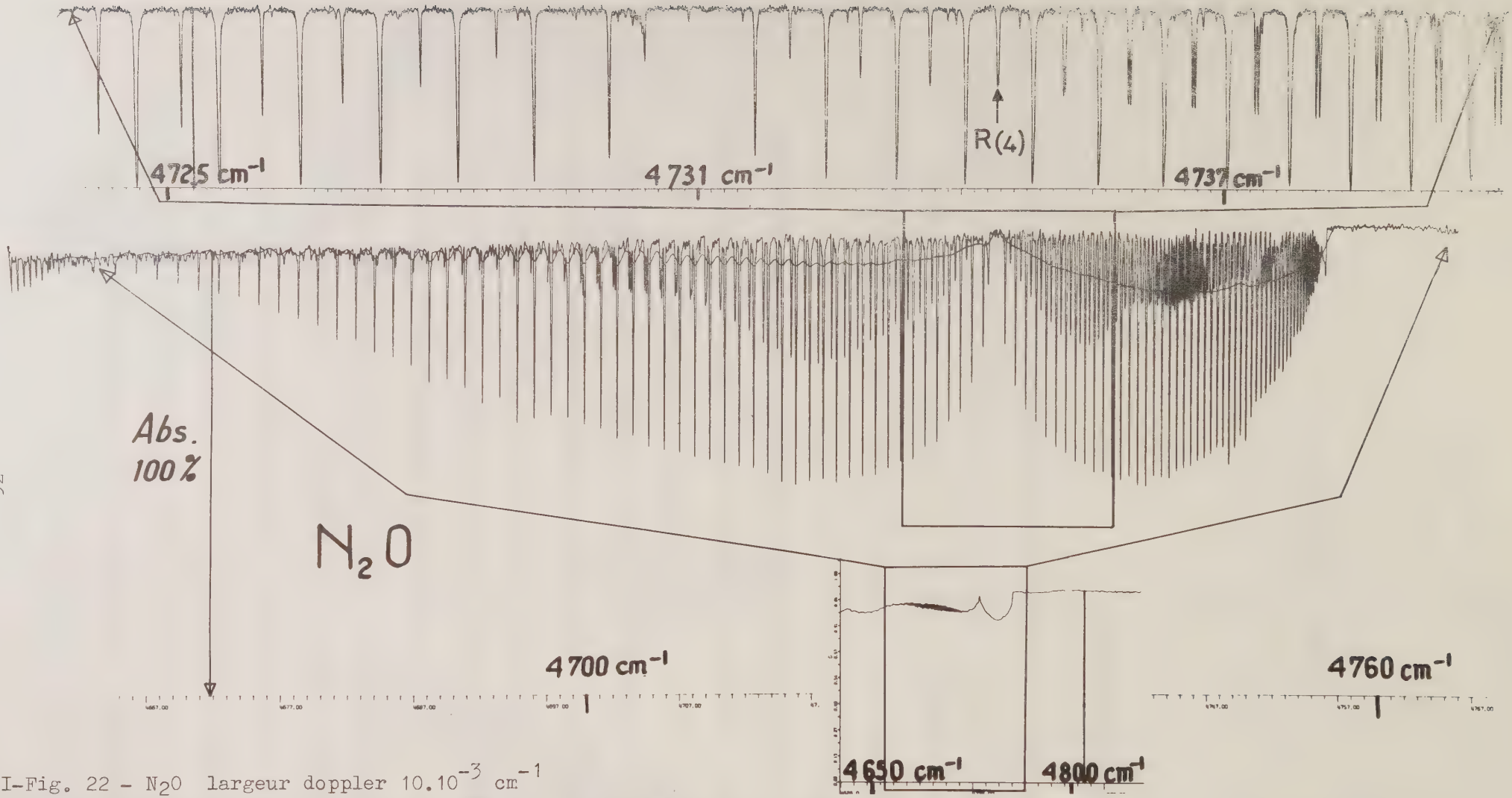


II-Fig. 21 - N_2O calculé à partir de 4 500 points. Pression : 2 torr , longueur d'absorption 10m. $\delta\sigma$ = 0,8 cm^{-1} temps d'enregistrement 4 mn. On reprend $2\nu_1 + \nu_3$ encadrée à 4 700 cm^{-1}, à plus haute résolution sur la figure 22.

ANNEXE AU CHAPITRE II

1) Spectres moléculaires

Nous complétons ici l'exposé des résultats exprimés dans ce chapitre II en commentant des reproductions de spectres d'absorption qui sont l'objet des figures 21, 22 et 23. Il s'agit d'une part d'un spectre de N_2O présenté en totalité à très basse résolution sur la figure 21. Le domaine spectral analysé couvre 1 800 cm^{-1}. Il est encadré par deux régions d'absorption de la vapeur d'eau atmosphérique. Ces régions sont impossibles à explorer sans la mise sous vide complète du trajet optique allant de la source blanche aux récepteurs. Une petite partie de ce spectre est reprise en détail sur la figure 22, à plus haute résolution. Pour étaler ce spectre entier, et à l'échelle de la trace supérieure de cette figure (0,6 cm^{-1}/cm) il faudrait une table de 30 mètres de long. Le facteur de qualité Q , défini page 14 comme le rapport entre l'énergie totale contenue dans le spectre et l'énergie minimum détectable, est ici 2 fois plus grand que celui du spectre de l'Holmium présenté fig. 19 page 30 . Il vaut $5\ 10^7$. Le rapport signal sur bruit est 200. La figure 23 représente une portion d'un spectre d'absorption de I CH_3 à très haute résolution qui s'étend de 2 800 cm^{-1} à 3 400 cm^{-1} . La largeur mesurée des raies pourrait être encore réduite par l'utilisation d'une fonction d'appareil non apodisée. Le facteur de qualité vaut $3\ 10^7$.



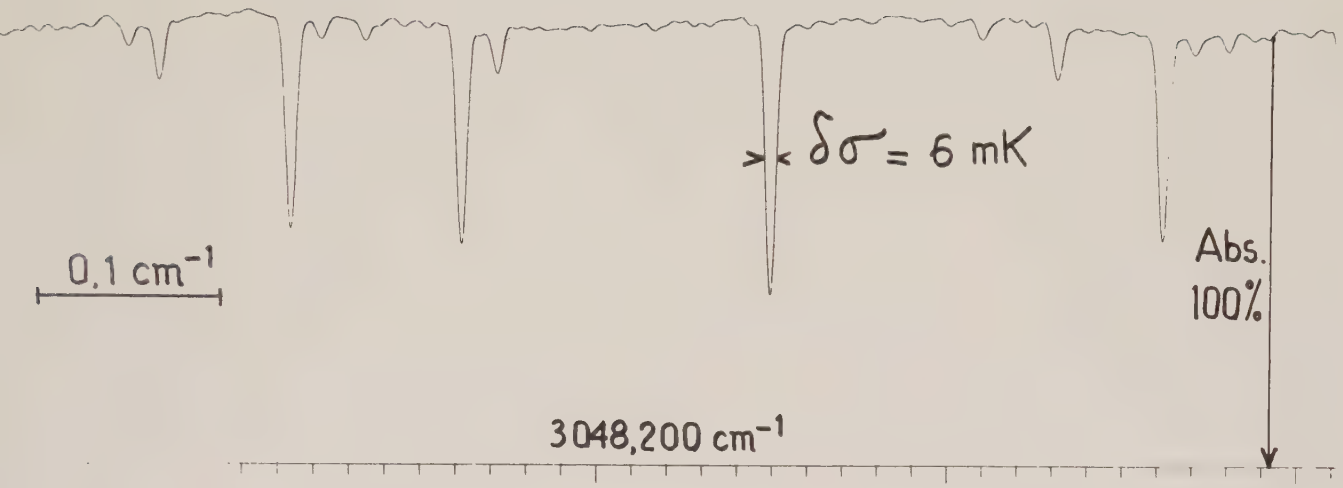
II-Fig. 22 - N_2O largeur doppler 10.10^{-3} cm^{-1}

Trace inférieure : $2\nu_1+\nu_3$ dans les mêmes conditions que sur la figure 22.

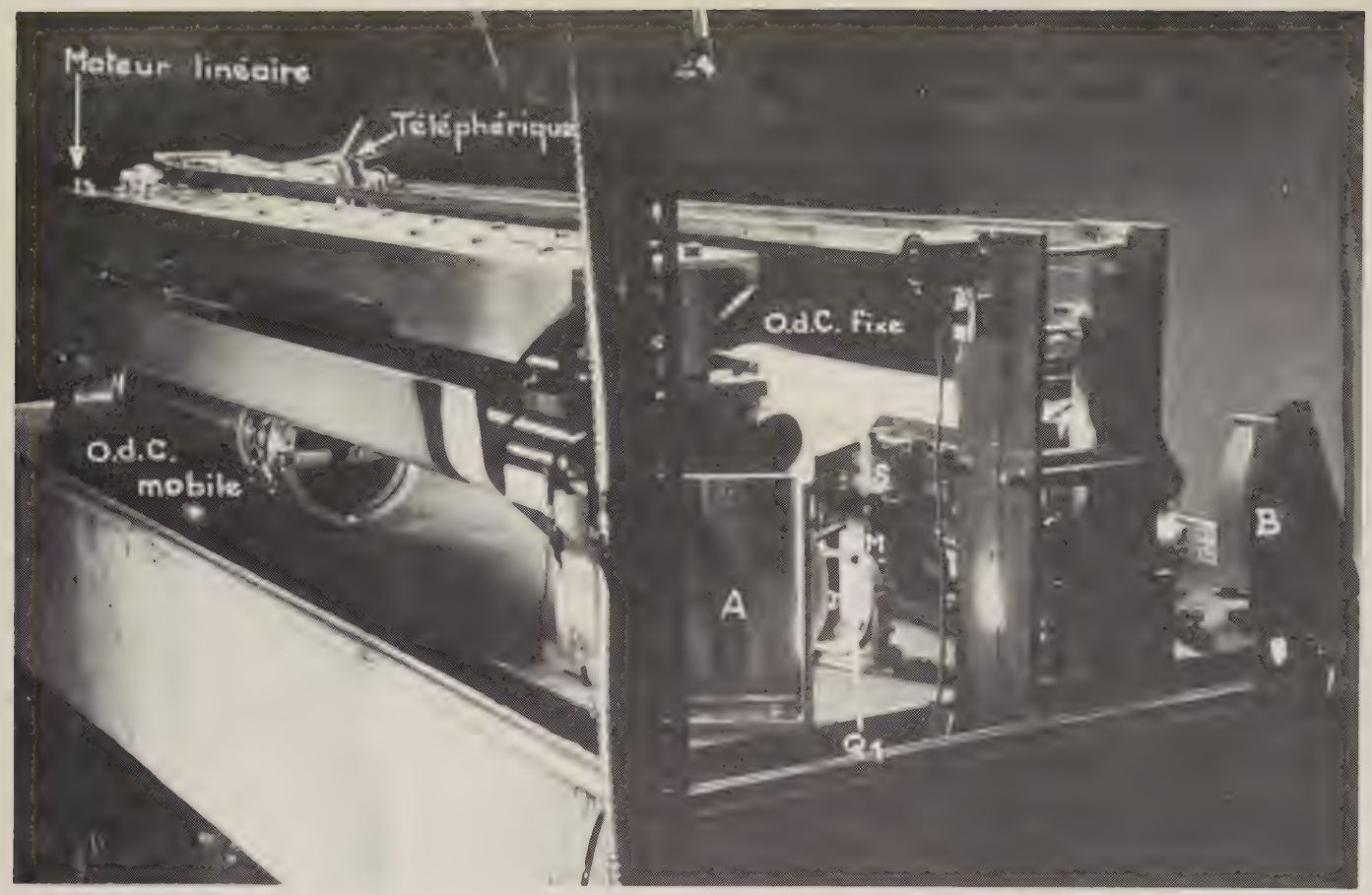
Trace intermédiaire : 4 500 points calculés , temps d'enregistrement t = 40 mn , $\delta\sigma$ = 0,080 cm^{-1} . L'échelle des nombres d'ondes est multipliée par 10. On superpose le spectre de la trace précédente. Les raies s'affinent et s'approfondissent dans le rapport 10 des résolutions. La structure rotationnelle de la bande froide 20°1 — 00°0 est résolue ainsi que celle de la bande chaude 21°1 — 01°0 d'intensité moitié dont le dédoublement de type ℓ n'est visible que pour des J élevés. A l'extrême gauche tête de la branche R de la bande 12°1-00°0.

Trace supérieure : 2 spectres identiques superposés , 450 000 points calculés t = 6 h 30 mn , $\delta\sigma = 8.10^{-3}$ cm^{-1} , échelle horizontale multipliée par 6. La profondeur des raies non saturées s'accroît de 4,5 ($\delta\sigma_{doppler} \simeq \delta\sigma$). Le dédoublement des raies de la bande chaude est visible dès R(4). Une série de raies faibles (profondeur d'absorption 1/10) appartenant à une bande isotopique indiscernable sur la trace précédente apparaît clairement.

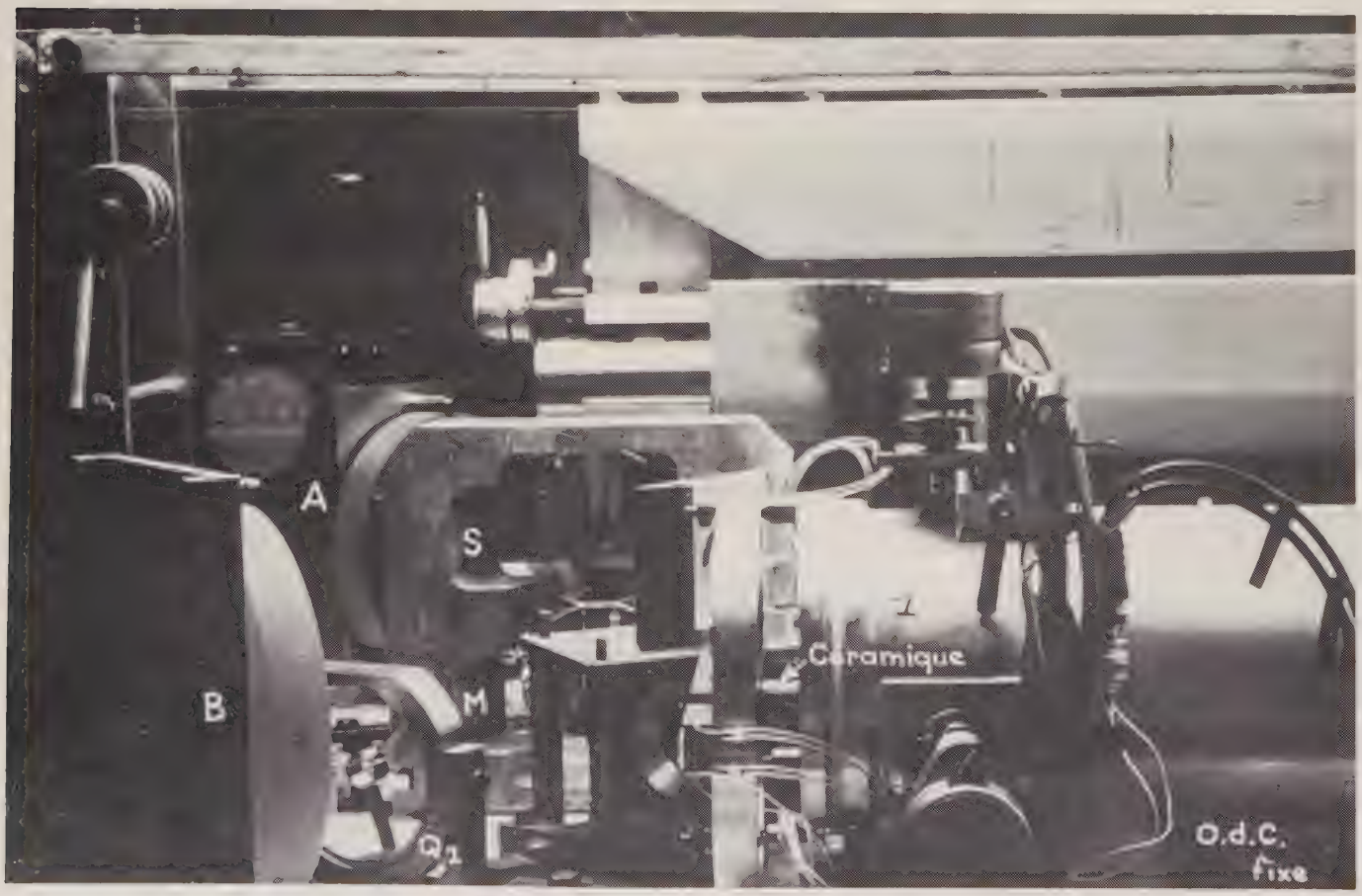
ICH_3



II-Fig. 23 - I CH_3 Pression : 2 torr , longueur d'absorption 10m, largeur doppler 4 10^{-3} cm^{-1}, calculé à partir de 200 000 points, t = 5 h, échelle de nombre d'ondes 40.10^{-3} cm^{-1}/cm .



II - Fig. 24 - Vue générale de l'interféromètre



II - Fig. 25 - Vue détaillée

2) Description photographique de l'interféromètre.

Les planches 24 et 25 illustrent la figure 1 de ce chapitre. Sur la vue d'ensemble de la figure 24 on distingue l'oeil de chat (o-d-c) mobile surplombé par la poutre des aimants permanents du moteur linéaire. Les deux miroirs plans A et B qui coudent les deux bras du Michelson sont visibles également ainsi que la séparatrice S , au-dessus de la mélangeuse M , et le support de la lame quart d'onde Q_1 . Le téléphérique est un système destiné à déplacer l'ensemble des fils d'alimentation de l'oeil de chat mobile. Ce déplacement mécaniquement isolé du marbre de l'interféromètre est obtenu par des moteurs distincts du moteur linéaire. L'extrémité des barres de glissement des paliers à huile est seule apparente, l'une d'entre elles est masquée par sa gouttière dont la fonction est de recueillir l'huile des paliers qui circule en circuit fermé.

Le point de vue différent de la photo 25 laisse apparaître l'avant de l'oeil de chat fixe qui peut se déplacer en bloc par l'intermédiaire de deux moteurs de réglage, destinés à confondre les centres de symétrie des deux oeils de chat. La partie frontale, correspondant au support de la céramique sur laquelle est collé le petit miroir, est réglable par rapport au corps cylindrique à l'extrémité duquel se trouve le miroir parabolique. Une circulation d'eau permet de refroidir le socle de la céramique. La partie centrale de la séparatrice S , plus sombre que le reste de la lame révèle la zone de passage réservée au faisceau de la raie superradiante de référence. Celui-ci est concentrique au faisceau analysé et ceci explique la forme du support de la lame quart d'onde Q_2 .

CHAPITRE III

SPECTROSCOPIE DE FOURIER AVEC TRANSFORMATION DE 10^6 POINTS

II MISE SOUS VIDE ET AUTOMATISATION

Résumé:

On décrit les dispositifs qui ont rendu automatique l'enregistrement des interférogrammes par le spectromètre de Fourier 3ème génération, ainsi que les modifications qui permettent à l'appareil de fonctionner désormais sous vide. Celui-ci a, dans ces conditions, fourni des spectres moléculaires à très haute résolution (CH_4, H_2O, N_2O, CH_3Br) qu'on compare à des spectres enregistrés par des spectromètres à réseau.

Pour rendre compte de la précision des résultats, on étudie la branche Q de la bande $11^11 - 00^00$ de N_2O.

Mots cles: Spectroscopie de Fourier.

Vide.

Ce Chapitre III fait l'objet d'un article qui doit paraître prochainement dans la Nouvelle Revue d'Optique Appliquée.

SPECTROSCOPIE DE FOURIER avec TRANSFORMATION DE 10^6 POINTS

II. MISE SOUS VIDE ET AUTOMATISATION

par

Guy GUELACHVILI

Laboratoire Aimé Cotton - C. N. R. S. II - Bât. 505 91 - ORSAY

I - INTRODUCTION

L'interféromètre de Fourier de la troisième génération, construit au Laboratoire Aimé Cotton, et dont le principe de fonctionnement, donné par ailleurs, (1, 2) sera supposé connu du lecteur, a permis d'enregistrer dans l'infrarouge proche de nombreux spectres d'émission et d'absorption qui ont illustré par leur qualité et leur richesse en information, la puissance de cet appareil (3, 4, 5, 6, 7). Il est maintenant facile d'enregistrer des interférogrammes de 10^6 échantillons. Un calcul de transformation de Fourier (durée 8 mn sur 360/75) restitue le spectre qui comprend 10^6 éléments spectraux (1, 8). Le domaine spectral de fonctionnement (0,8µ - 3,5µ) est actuellement limité vers les grandes longueurs d'onde par la transparence des lames mélangeuse et diviseuse qui sont en silice fondue. Les récepteurs sont des cellules photorésistantes Pb S. La différence de marche maximum de 2 mètres conduit à une fonction d'appareil de $5\ 10^{-3}$ cm^{-1} de largeur.

L'enregistrement de l'interférogramme est du type pas-à-pas avec modulation de la différence de marche pendant le stationnement, détection synchrone du signal modulé, puis intégration. Le contrôle permanent de la différence de marche est assuré par l'intermédiaire d'une raie monochromatique de référence (raie

superradiante du Xénon à 3,50μ) qui sert à produire un signal d'erreur permettant d'asservir l'interféromètre avec un temps de réponse de $0,5\ 10^{-3}$ seconde et une précision sur la différence de marche de l'ordre de 5 Å. Le pas d'échantillonnage est un multiple entier de 350 Å (de 1x350 Å à 10^4x350 Å). Les échantillons sont stockés sur bande magnétique avec une cadence maximum possible de 50 échantillons/seconde.

Nous décrivons dans le chapitre "Mise sous vide" l'installation sous vide de l'ensemble de nos appareils et les modifications que nous avons apportées à l'interféromètre lui-même pour lui permettre de fonctionner dans ces nouvelles conditions. La motivation de cette mise sous vide est double. Elle est destinée d'une part à permettre de meilleures mesures absolues des nombres d'onde des spectres enregistrés, d'autre part à éliminer les bandes d'absorption gênantes dans l'infrarouge proche de la vapeur d'eau atmosphérique. Nous ne parlons pas ici des problèmes de précision qui seront traités par ailleurs. Par contre, dans le chapitre "Résultats", nous illustrons par des spectres d'absorption, les nouvelles performances de notre instrument.

Si par rapport aux méthodes à balayage séquentiel la spectroscopie de Fourier offre de substantiels avantages, elle présente en contrepartie le désagrément de reporter sur l'ensemble du spectre tout défaut, même ponctuel, présent sur l'interférogramme. Ainsi par exemple, un décalage aussi petit soit-il dans la phase de celui-ci, détruit irrémédiablement le spectre calculé. Il est donc souhaitable de disposer de moyens de contrôle permanent de la validité de l'enregistrement en cours. C'est dans ce souci qu'au Laboratoire Aimé Cotton a été réalisé un calculateur en temps réel qui donne à l'opérateur la possibilité

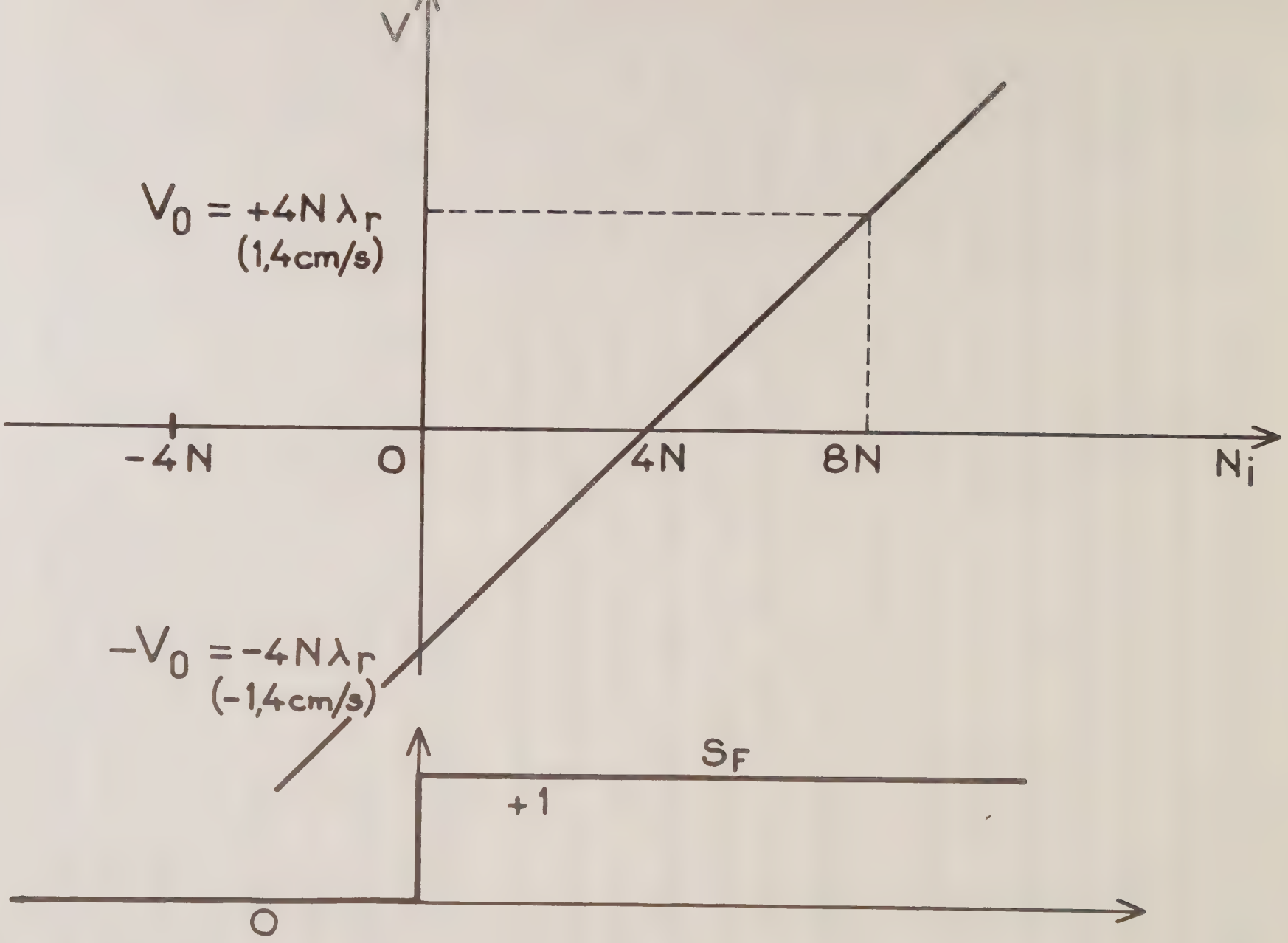
de visualiser soit sur l'écran d'un oscilloscope, soit sur un enregistreur à plume, une portion du spectre calculé continuellement à partir du nombre total de points enregistrés à un instant donné (9). C'est dans ce souci également que nous avons cherché à minimiser la part de l'opérateur lors de l'enregistrement de l'interférogramme. Dans le chapitre "Automatisation", nous donnons la description des dispositifs qui ont permis un contrôle permanent et donc une sécurité accrue de l'enregistrement des échantillons.

II - MISE SOUS VIDE

Pour faire fonctionner l'interféromètre sous vide, nous nous sommes heurtés à deux difficultés majeures, toutes deux concernant des problèmes de fluide. Elles portent sur le système d'amortissement des éléments mobiles de l'asservissement, et sur l'alimentation en huile des paliers du chariot mobile de l'interféromètre que nous avons été amené à revoir entièrement. Par contre, les problèmes de l'isolement électrique ont été assez aisément résolus.

A - Amortissement électronique

Jusqu'ici la force d'amortissement a été fournie par l'intermédiaire des palettes solidaires du chariot mobile et plongeant dans un bac rempli d'huile aux silicones de très forte viscosité (100.000 Cts). Elle présente dans le vide l'inconvénient de dégazer abondamment et il nous a fallu l'éliminer pour la remplacer par un système électronique dont le principe a été donné dans la référence 1 et dont nous reprenons les notations. Ce nouveau système présente l'avantage d'être propre, réglable et d'être applicable au chariot comme aux céramiques. Il permet également d'alléger le chariot (en supprimant les palettes)



III-Fig. 1 - Vitesse V du chariot en fonction de la fréquence instantanée N_i du signal porteur F_s . (V est comptée positive lorsque $N_i > 4N$). S_F est un signal logique dont la valeur 0 ou 1 est liée au signe de la fréquence N_i

et d'éviter le léger effet de couple qui était dû au décalage existant par construction, entre les points d'application de la force d'entraînement et de la force d'amortissement. On verra plus loin, qu'il possède par contre, le léger inconvénient par rapport à l'huile de ne pas donner aux grandes vitesses une force proportionnelle à la vitesse.

1) Principe et mode de réalisation :

Le signal F_S que reçoivent les détecteurs InAs est de la forme

$$F_S = I \sin 2\pi \left[4Nt + (\Delta - \Delta o)/\lambda_R\right]$$

N : fréquence de rotation de la turbine

Δ : différence de marche

λ_R : longueur d'onde de la raie de référence

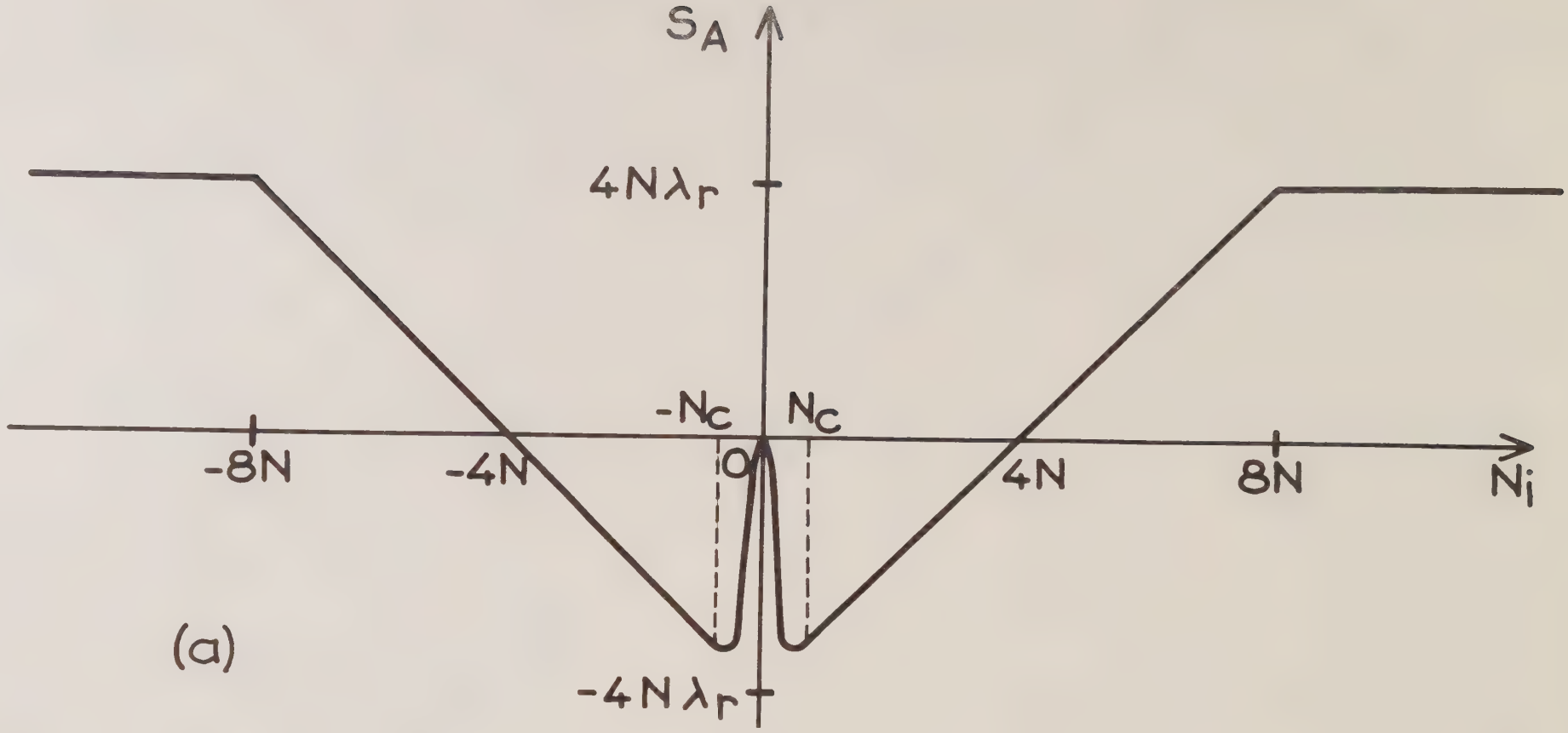
La fréquence instantanée N_i de ce signal peut s'écrire :

$$N_i = \frac{d}{dt}\left[4Nt + (\Delta - \Delta o)/\lambda_R\right]$$

$$N_i = 4N + {}^{1}/_{\lambda_R}\,\frac{d\Delta}{dt}$$

Elle est proportionnelle à $\frac{d\Delta}{dt}$ et donc à la vitesse des éléments mobiles de l'interféromètre (céramiques et chariot). Une conversion Fréquence N_i - Tension S_A réalise donc un signal d'amortissement. La figure 1 donne la vitesse V du chariot en fonction de N_i. C'est une fonction linéaire. Nous appelons V_0 la vitesse correspondante à $4N\lambda_R = 1,4$ cm/s. ($N = 1$KHz ; $\lambda_R = 3,50\mu$). N_i passe donc par 0 lorsque le chariot se déplace à la vitesse de $-V_0 = -1,4$ cm/s.

Rappelons sommairement comment est réalisée la conversion Fréquence - Tension. A partir de F_S on fabrique un train d'impulsions synchrones de fréquence $2N_i$ (1 fig.6). Ces impulsions attaquent un monovibrateur dont le temps



III-Fig. 2a - Conversion Fréquence-Tension et forme du signal d'amortissement S_A en fonction de N_i. La figure est symétrique par rapport à $N_i = 0$. S_A convient pour $0 < N_i < 8N$, peut convenir pour $N_i > 8N$, est à rejeter pour $N_i < 0$.

d'état excité vaut 1/16N. On obtient donc un signal carré pour $N_i = 4N(V=0)$ de valeur moyenne S_A égale à 0. En fonction de N_i, S_A suit la courbe représentée en figure 2a qui appelle plusieurs remarques.

- $\underline{Ni > 8N}$: S_A est positif mais n'est pas proportionnel à N_i donc à V.

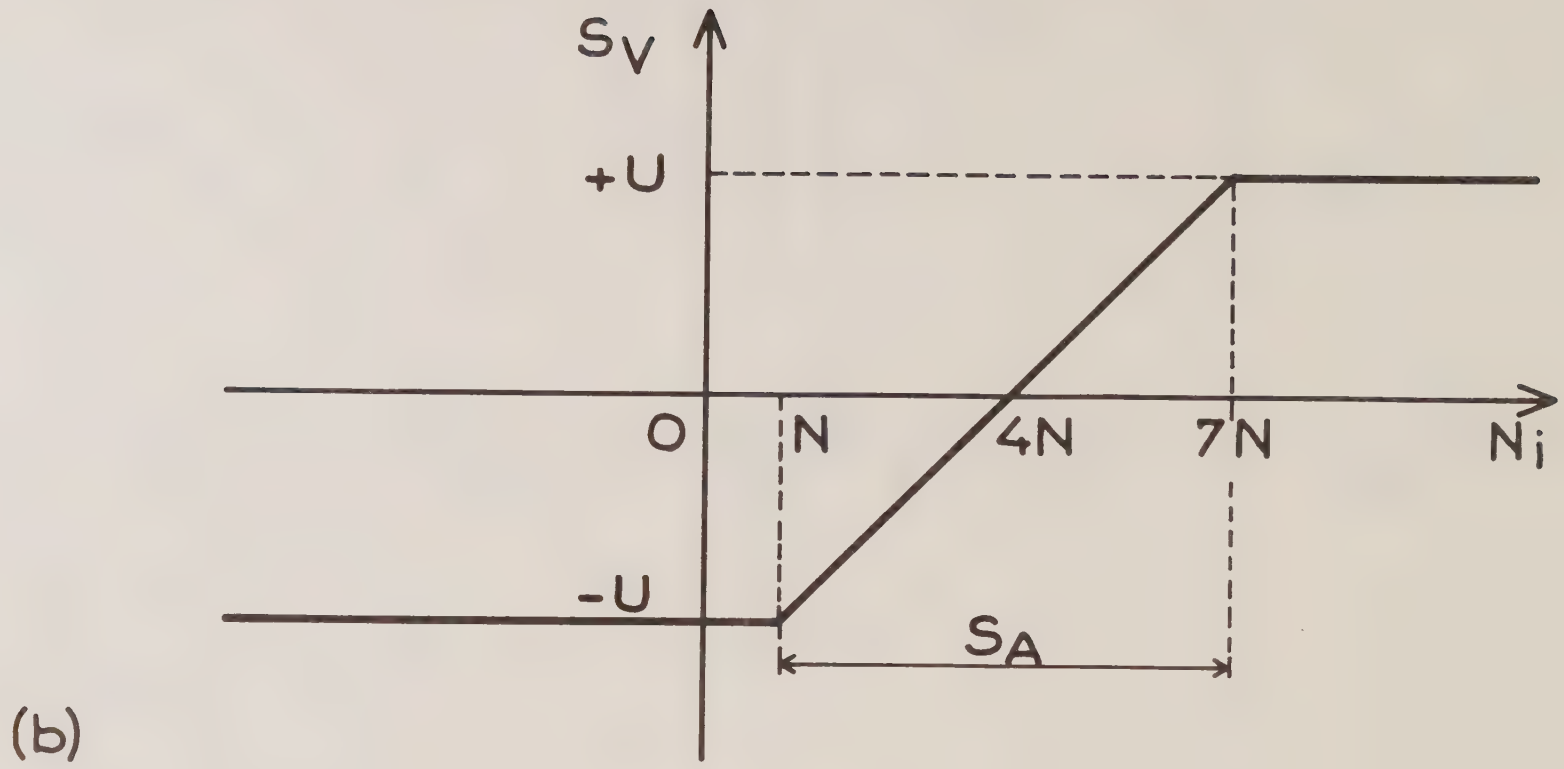
- $\underline{0 < Ni < 8N}$: S_A joue parfaitement le rôle de signal d'amortissement. Il est bien proportionnel à V et égal à 0 si $V = 0$

- $\underline{Ni \sim 0}$: S_A revient alors à 0 sans atteindre $-4N\lambda_R$. En effet, le monovibrateur est alors attaqué par un signal de bruit rendant sa valeur moyenne de sortie nulle. On doit ce phénomène à la chaine de mesure du signal F_S , qui ne passe pas le continu et présente une fréquence de coupure N_C.

- $\underline{-4N < Ni < 0}$: Le signe de S_A reste correct. Cette zône de fonctionnement est cependant dangereuse car l'amplitude de S_A va en diminuant. Nous considérons comme négatives les fréquences N situées sur la partie gauche de la fig.1, et correspondant à $V < -4N\lambda_R$. Nous définirons un signal logique S_F qui prendra la valeur 0 pour $N < 0$ et la valeur 1 pour $N > 0$.

- $\underline{Ni < -4N}$: On se trouve dans un état de déséquilibre total et permanent. S_A loin d'amortir le mouvement du chariot représente dans ce domaine de fréquence une force croissante qui accentue encore la vitesse de déplacement. Au dessous de $-8N$ cette force prend une valeur constante.

Bien que la zône (0, 8N) convienne parfaitement, le signal S_A est donc inapte à jouer le rôle de signal de vitesse. Ceci est d'autant plus vrai que lez zônes dangereuses ($N < 0$) sont atteintes pour des vitesses du chariot relativement peu élevées. (-1,4 cm/s .). En fait, l'inconvénient réside



III-Fig.2b - S_V signal de vitesse effectivement utilisée comme signal d'amortissement. En réalité, lorsque l'interféromètre est asservi, N_i est toujours dans les limites (N, 7N).

surtout dans la période transitoire qui précède l'asservissement. Le moindre déséquilibre peut entraîner des effets graves (arrachement des fils d'alimentation du chariot, choc de celui-ci sur les piliers de fin de course). En conséquence, nous avons choisi d'utiliser au lieu de S_A le signal S_V représenté en fig. 2b. U étant une tension constante S_V peut prendre en fonction de N_i les valeurs $-U$, S_A , $+U$.

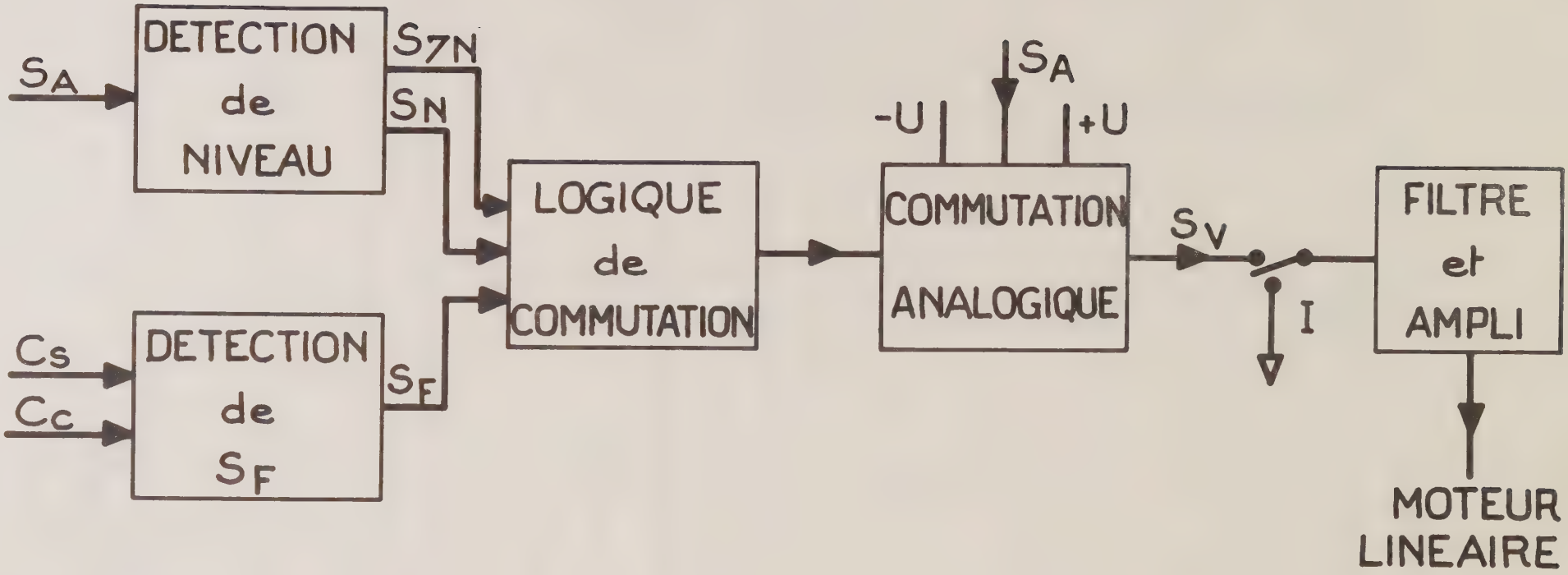
$N_i > 7N$ $\quad S_V = +U$

$N < N_i < 7N$ $\quad S_V = S_A$

$N_i < N$ $\quad S_V = -U$

La production de S_V que nous n'expliquerons pas en détail, est décrite schématiquement sur la fig.3. S_A est le résultat de la sommation des signaux provenant de 4 monovibrateurs excités suivant le mode que nous avons donné plus haut, les signaux de départ des 4 canaux étant C_S et C_C d'une part et R'_S et R'_C d'autre part en quadrature et fabriqués à partir d'un signal de phase fixe synchrone de la rotation N de la demi-onde (1, p. 5-7). Rappelons que C_S et C_C permettent d'éliminer le résidu de porteuse dans le signal d'erreur lorsque celui a une valeur nulle et que R'_S et R'_C servent à compenser les variations de fréquence de la turbine qui pourraient autrement être prises pour des variations de vitesse du chariot.

Afin de pouvoir commuter entre les valeurs $-U$, S_A et $+U$ le signal S_A est envoyé dans deux détecteurs de niveaux qui délivrent des signaux logiques S_N et S_{7N} lors des passages de N_i à N et à 7N. Le signe S_F de la fréquence N_i (C_S et C_C sont en quadrature avec inversion de la phase lorsque N_i passe par 0) issu de C_S et C_C est envoyé avec S_N et S_{7N} à une logique de commutation qui a pour rôle de



III-Fig.3 - Production du signal de vitesse S_v à partir de S_A . S_v est envoyé au moteur linéaire par l'intermédiaire d'un ampli et d'un filtre dont on peut, à volonté, choisir la bande passante.

commander des portes analogiques laissant passer soit $-U$, soit S_A , soit $+U$ en fonction de N_i . S_V est ensuite envoyé au moteur par l'intermédiaire d'un filtre et d'un amplificateur.

2) Résultats et performances

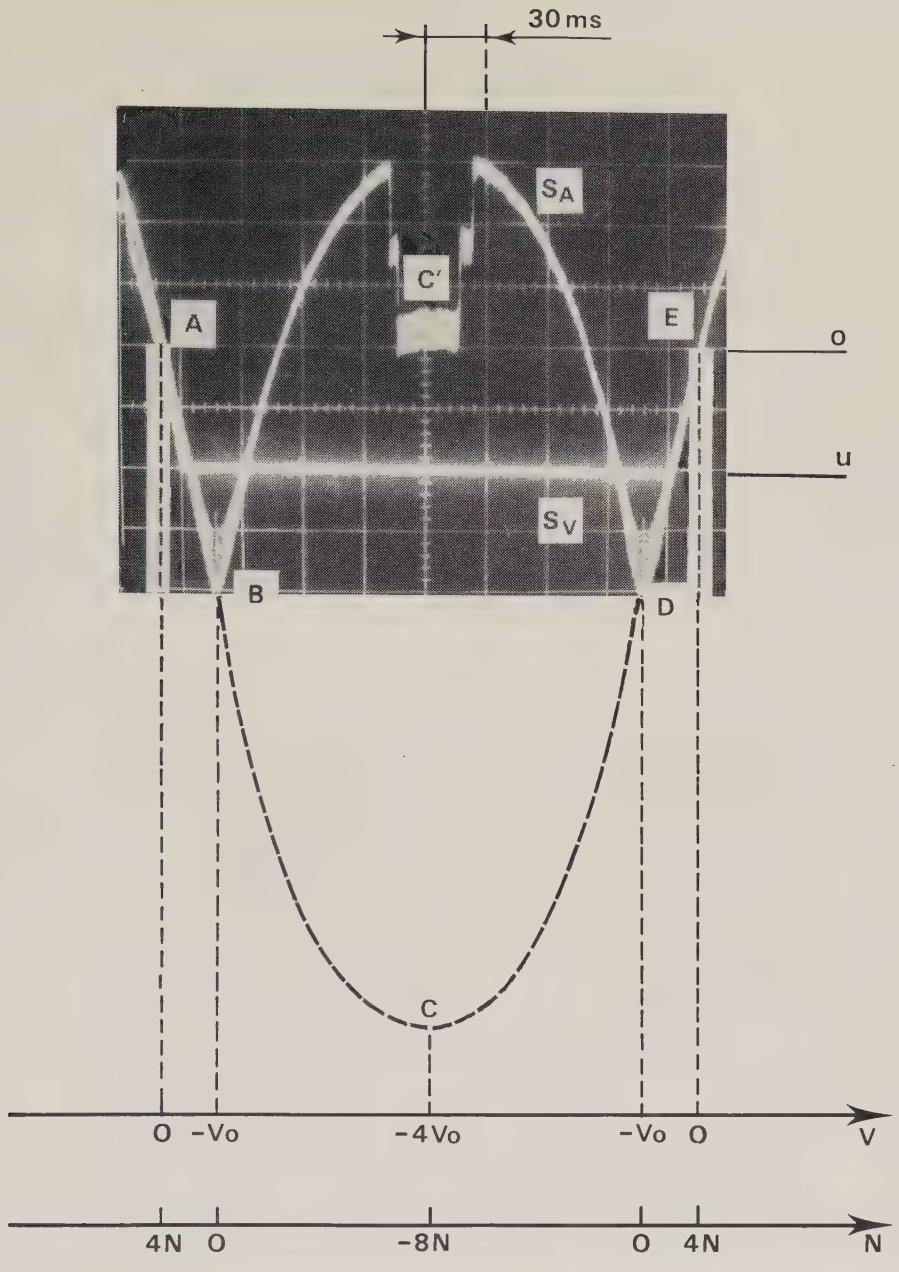
Nous illustrons les résultats obtenus sur l'amortissement électronique dans le cas où l'interféromètre est non asservi (fig.4) et dans les conditions réelles de fonctionnement (fig. 5 -6 et 7 ; interféromètre asservi en vitesse et en position).

S_A et S_V

Pour réaliser la figure 4 qui montre le remplacement de S_A par S_V nous avons donné au chariot mobile de l'interféromètre un mouvement alternatif sinusoïdal. On peut porter en abscisse indifféremment soit la fréquence instantanée N_i du signal porteur F_S , soit la vitesse V du chariot. La zône comprise entre A et E (instants où $V = 0$) correspond à $V < 0$.
Le maximum ($-4\ V_0 = -12N\lambda_R$) est atteint en C' point par rapport auquel la figure est symétrique. Les régions situées autour de A et E voient S_A et S_V identiques et donc confondus. Dans la partie correspondant à $N_i < 0$ alors que S_A devient positif et entraînerait un déséquilibre permanent, S_V prend la valeur U permettant à l'asservissement de vitesse de conserver une phase correcte.

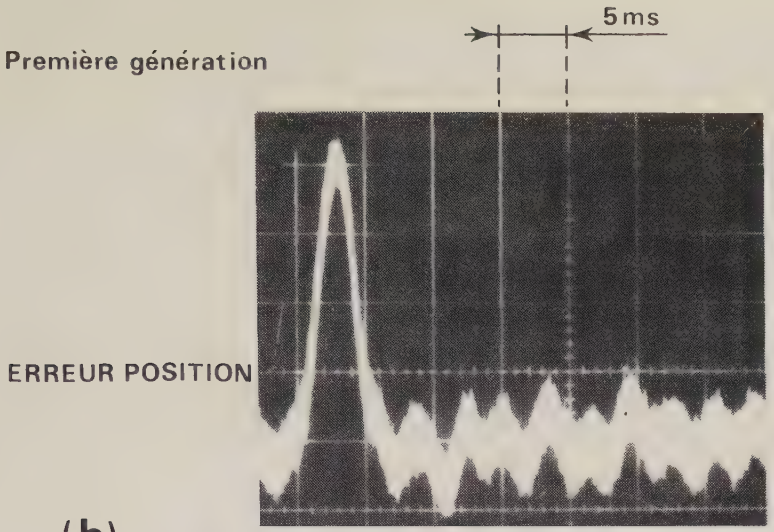
Signal d'erreur de position E, Signal de vitesse S_V

La figure 5a représente le signal d'erreur de position et le signal de vitesse lorsque la loi de variation désirée de Δ est un échelon d'amplitude 7350 Å . E est proportionnel à l'écart d Δ à la position Δo recherchée.

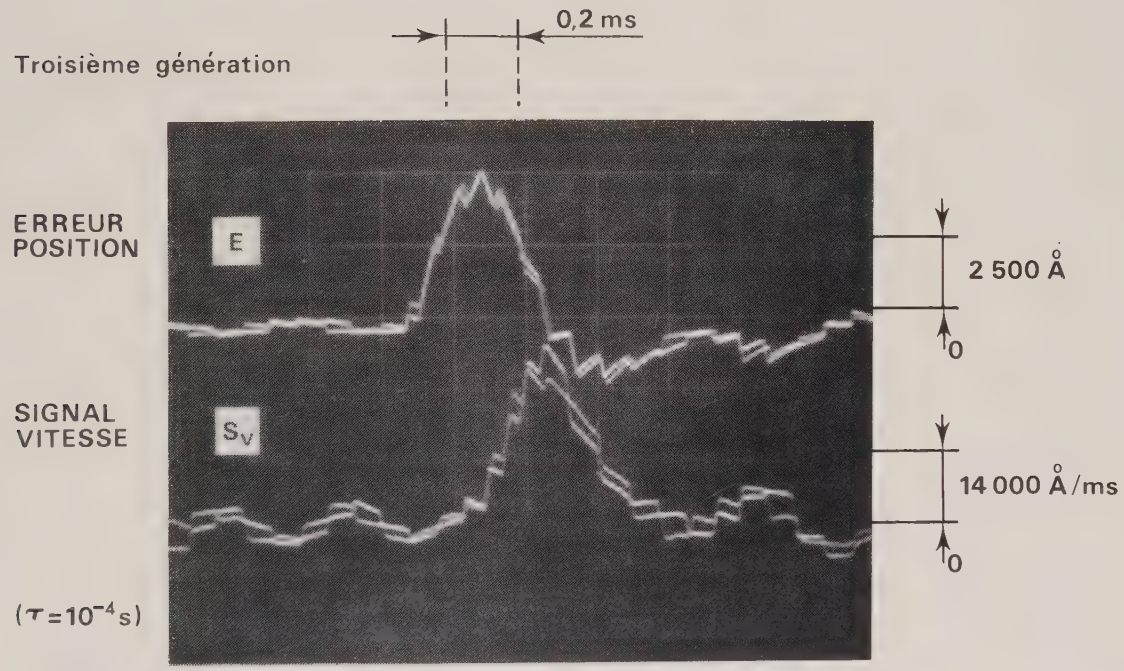


III - Fig. 4 - S_A et S_V : Le chariot est animé d'un mouvement sinusoïdal, on ne considère que les vitesses négatives.

Le signal de vitesse idéal serait donné par la courbe ABCDE. S_A est représenté par ABC' DE. (Le décrochement en C' provient du type de monovibrateurs utilisés, on peut en faire abstraction.) S_V(AS_VE) s'obtient en remplaçant S_A dans la zone dangereuse par une tension constante $-U$.



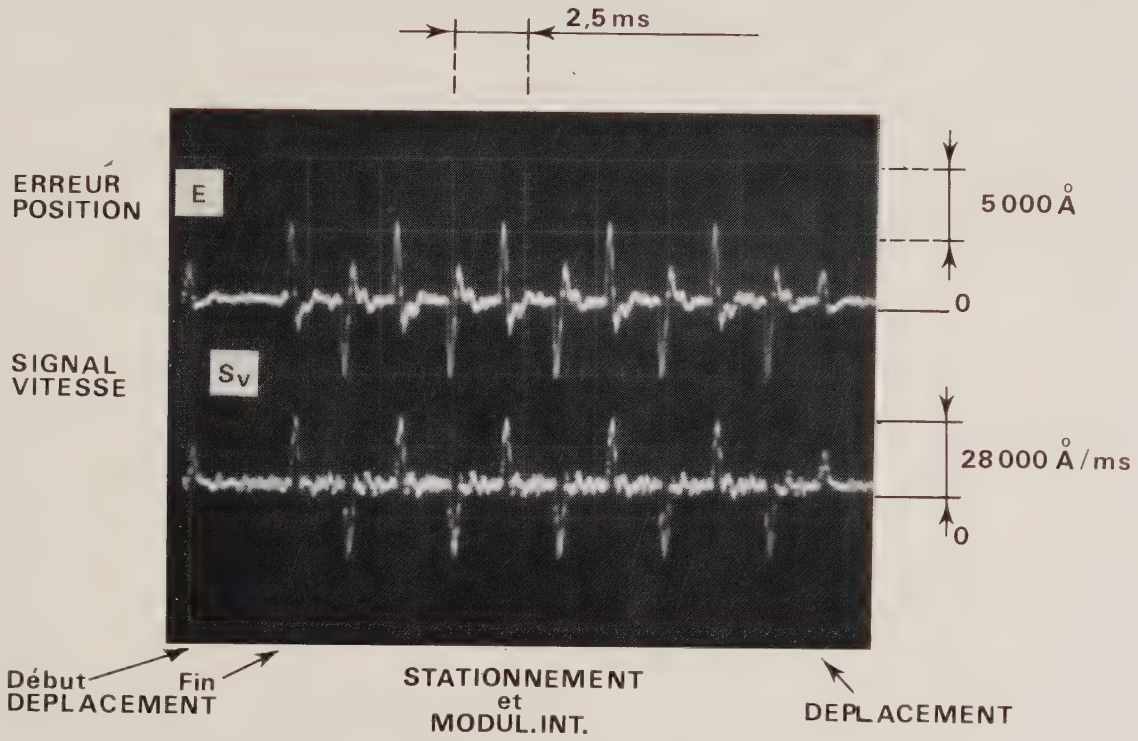
(b)



(a)

III - Fig. 5 a : Réponse de l'asservissement à un échelon d'amplitude de 7 350 Å. L'écart maximum à la d. d. m. Δ_0 désirée vaut 5 000 Å. Le temps de réponse vaut environ 0, 5 ms. Le signal d'erreur est lissé par circuit $RC = 10^{-4}$ s; le résidu de modulation à 16 kHZ est visible.

Fig. 5 b : Avec une échelle des temps fortement contractée, réponse dans des conditions identiques de l'interféromètre 1ère génération. Temps de réponse 5 ms (11, fig. 9).



III - Fig. 6 : E et S_V. L'interféromètre fonctionne en pas à pas. Le pas complet dure 21,5 ms, la fréquence de la modulation interne est 250 Hz. Dans ces conditions, la cadence d'échantillonnage est 40 mesures/seconde (10^6 points en 7 h.)

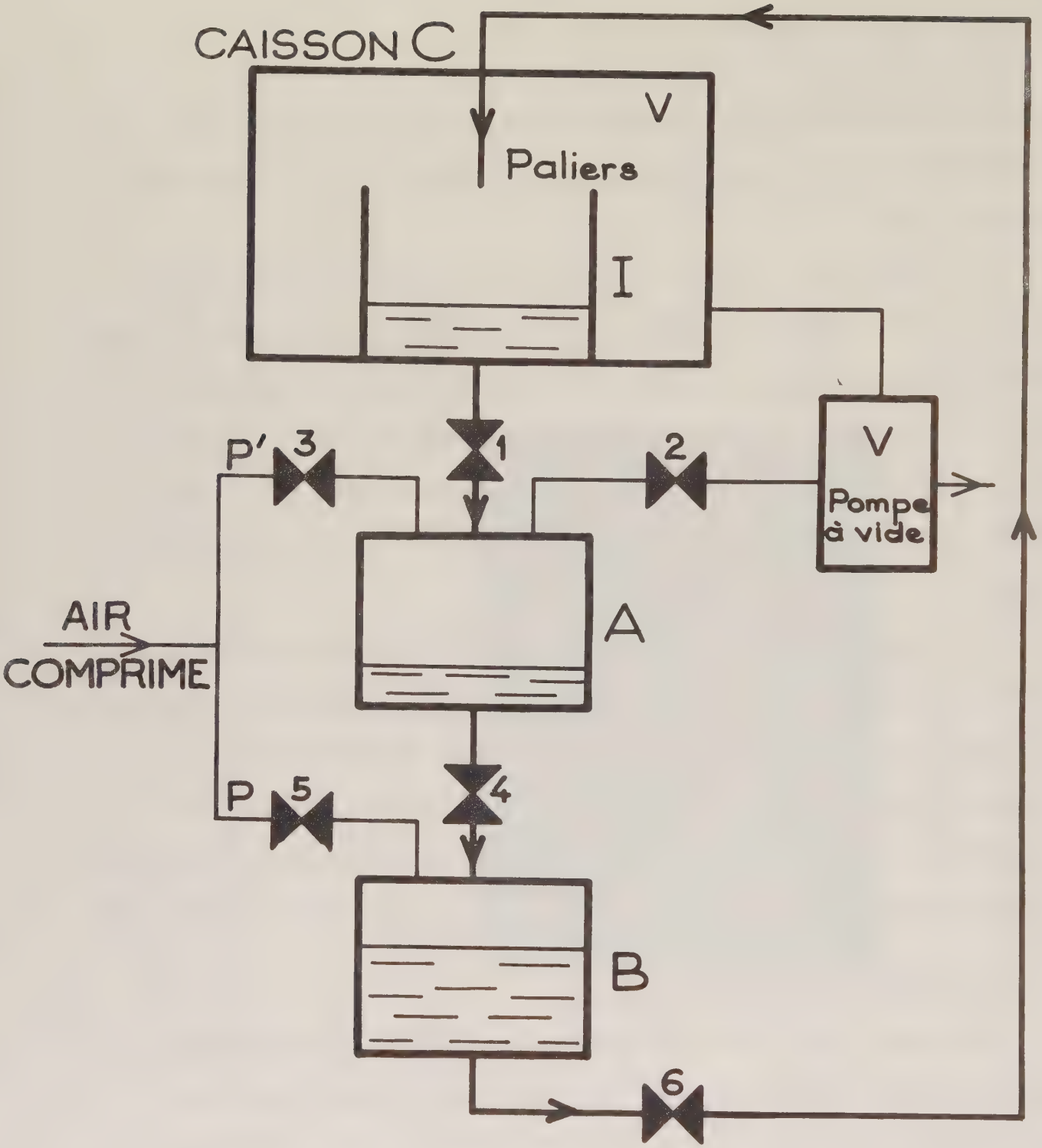
Le temps nécessaire pour qu'il revienne à zéro est le temps de réponse de l'asservissement. Dans l'hypothèse d'un asservissement idéal E devrait être constamment nul.

S_V donne (dans la zône où $S_A = S_V$) la vitesse des éléments mobiles c. a. d $\frac{d\Delta}{dt}$. Il présente un retard sur E caractéristique du temps de réponse. Afin de montrer les progrès réalisés, nous reproduirons, pour comparaison, en fig. 5b. la réponse à un échelon du premier interféromètre ayant fonctionné par asservissement en pas-à-pas (11). Dans un asservissement idéal S_V serait la dérivée de la loi de variation $\Delta(t)$ de la différence de marche (1, fig.9) et vaudrait donc soit 0 soit Vo.

Nous présentons en fig.6 E et S_V pour l'ensemble complet des opérations élémentaires constituant un pas, soit le déplacement, le stationnement et la modulation interne, obéissant à la loi $\Delta(t)$ représenté Réf.1, fig. 9 La grandeur du déplacement (12×350 Å) et l'amplitude de la modulation (21×350 Å), correspondent aux conditions réelles de fonctionnement nécessaires à l'enregistrement complet du domaine spectral de sensibilité des cellules à PbS.

B - Alimentation des paliers à huile

Le chariot mobile de l'interféromètre se déplace le long de deux barres cylindriques sur des paliers à huile alimentés par une pompe à engrenages. Ce système est identique à celui de l'interféromètre de la 2ème génération construit par J. Pinard (10). L'huile est récupérée sous les barres par des gouttières qui débouchent sur une réserve I à laquelle s'alimente la pompe qui travaille donc en circuit fermé. Alors que la pression différentielle de l'huile aux bornes de la pompe est identique que le fonctionnement de

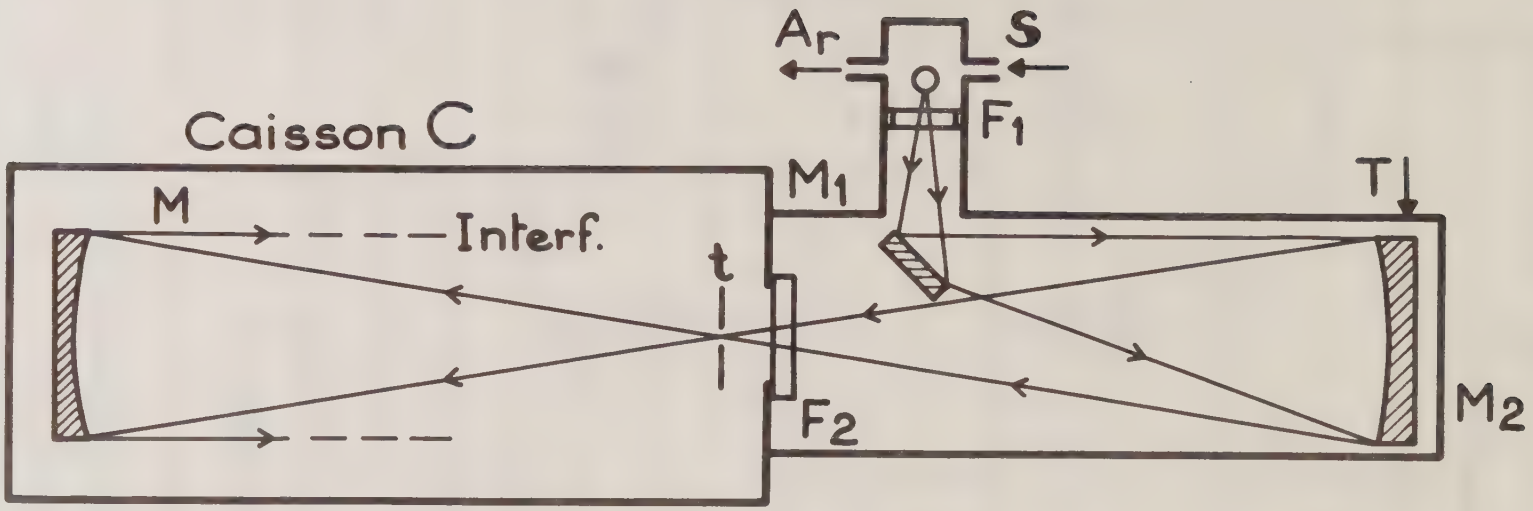


III-Fig.7 - Alimentation des paliers à huile. A et B sont des réserves étanches. Une pression constante P est exercée sur l'huile de B . A se met alternativement à la pression de C ou de B afin de permettre à l'huile de circuler en circuit fermé le long du chemin fléché.

l'interféromètre soit dans l'air ou dans le vide, celle-ci se révèle incapable d'alimenter les paliers dans le second des cas. On doit ce phénomène à la formation de "trous d'huile" qui se produisent au niveau de la jonction des deux engrenages. Ces "trous d'huile" n'affectent pas le fonctionnement de la pompe si en amont de celle-ci la pression d'huile est suffisante. C'est le cas lorsque la réserve d'huile est à la pression atmosphérique. Il en est tout autrement lorsqu'elle est dans le vide avec l'interféromètre.

Nous avons donc été contraints de mettre en oeuvre un système d'alimentation en huile différent. Il s'agit d'un système pneumatique dont le principe est très simple (fig.7). Il consiste à exercer une pression constante P dans une réserve B d'huile reliée directement au chariot. L'huile doit pouvoir couler de I en B qui ne doit jamais se vider entièrement. A sert de sas. Amené à la pression V du caisson C contenant l'interféromètre, il peut recueillir l'huile de I, l'établissement d'une pression $P' > P$ permet ensuite de faire couler cette huile vers B. Les fermetures et ouvertures des divers passages sont assurés par des électrovannes qui sont commandés soit manuellement soit automatiquement à l'aide d'un programmateur. Les divers temps du cycle ont été réglés de façon à créer un surplus d'huile dans la réserve B. Afin d'éviter les fausses manoeuvres, un certain nombre d'interdictions ont été matérialisées au niveau du bloc de commande des électrovannes.

Un tel système ne peut évidemment pas fonctionner si l'huile dégaze. Nous utilisons à ce propos, une huile pour pompe à diffusion.



III-Fig.8 - Cuve à absorption. S : lampe à iode, sous atmosphère d'argon; M_1 , M_2 : miroirs plan et sphérique réglables sous vide; t : trou d'entrée de l'interféromètre; M : miroir collimateur de l'interféromètre, dont les autres éléments ne sont pas représentés; F_1 , F_2 : fenêtres en fluorine.

C - Description de l'ensemble du système

1) Caisson à vide

Pour sa mise sous vide l'interféromètre a été placé dans un caisson métallique étanche, parallélépipédique, composé de trois parties. La base et le couvercle, plans, sont boulonnés sur un corps intermédiaire qui forme la paroi verticale. Sur deux des flancs opposés de cette paroi sont rapportés deux plaques métalliques par lesquelles entrent et sortent les fluides et les faisceaux. Des nervures permettent au caisson de résister à la poussée de l'air qui atteint 10 tonnes-force environ. Le vide dynamique primaire est de l'ordre du dixième de millimètre de mercure. Il est obtenu par l'intermédiaire d'une pompe à palettes de très fort débit (60 m^3/h.).

2) Cuve à absorption provisoire

Elle est en verre (fig.8) et permet un parcours d'absorption de 8 mètres. Elle doit être remplacée prochainement par une cuve à réflexions multiples de type White de 36 mètres de long. Facilement déconnectable du caisson C elle peut ainsi laisser place à d'autres types de sources. Les filtres nécessaires et un trou à position réglable peuvent être insérés entre la source S et la fenêtre F_1.

3) Réglages et accès

Un miroir escamotable commandé à distance permet de renvoyer un des faisceaux de sortie de l'interféromètre vers l'extérieur du caisson, où il peut être observé par l'expérimentateur. Celui-ci a ainsi la possibilité de régler l'interféromètre (uniformité d'éclairement, centrage du trou d'entrée par rapport aux anneaux à l'infini). Une voie d'entrée vers l'interféromètre autre que celle

représentée en fig.8 est utilisable. Un miroir escamotable également, permet de sélectionner l'une ou l'autre de ces entrées.

4) Récepteurs :

Les deux sorties complémentaires de l'interféromètre sont envoyés chacune sur un miroir parabolique ouvert à f/1 travaillant sur l'axe, au foyer duquel se trouve le récepteur (PbS). Celui-ci est porté par une tige de cuivre (bon conducteur thermique). Le condenseur parabolique et le récepteur sont à l'intérieur d'un boitier vidé d'air et séparé du caisson par une fenêtre en silice fondue. Le refroidissement du récepteur est obtenu en plongeant l'extrémité de la tige-support dans un bain d'azote liquide. Le système optique est préréglé, et seul un réglage fin est nécessaire. Celui-ci est réalisé par une rotation de tout le boitier par rapport au faisceau incident.

III - AUTOMATISATION DE L'ENREGISTREMENT

Conformément à (1), la fiabilité du système représente un grand progrès par rapport aux interféromètres précédents qui fonctionnaient par comptage de franges. Toutes les opérations nécessaires à l'enregistrement de l'interférogramme se font désormais en régime asservi. Grâce à un moteur linéaire de grande puissance, les vibrations ou frottements accidentels qui peuvent survenir en fonctionnement normal ne font pas sortir le signal d'erreur de sa zône de réponse linéaire. La partie électronique est insensible aux impulsions de tension normalement présentes sur le secteur.

Cependant, afin d'accroître encore la sécurité de fonctionnement de l'interféromètre, de rendre les enregistrements plus commodes et d'améliorer

encore leurs performances, nous avons mis en place deux dispositifs dont le rôle consiste à remplacer totalement l'expérimentateur dès que l'interférogramme est commencé. Ces dispositifs sont destinés à fonctionner, l'un sur la voie signal, c'est le "changeur de gain", l'autre sur la voie référence, il s'agit du détecteur de saut de frange.

A - Changeur de gain

L'interférogramme d'un spectre complexe étalé sur un domaine spectral $\Delta\sigma$ est en général une fonction décroissante de la différence de marche Δ. La forme précise de cette décroissance dépend de la répartition spectrale particulière de chaque source étudiée. Elle est d'autant plus prononcée que $\Delta\sigma$ est grand. C'est le cas des interférogrammes enregistrés par l'interféromètre de la troisième génération. Il est donc nécessaire de disposer d'un système de mesure possédant une grande dynamique (10^5 à 10^6). La solution employée à cet effet, consiste à envoyer le signal des récepteurs au voltmètre numérique (dynamique 10^{+4}) par l'intermédiaire d'un atténuateur (1, fig. 12). La valeur de l'atténuation est inscrite grâce à un caractère spécial sur la bande magnétique *.

---

* Bien entendu, la dynamique des récepteurs doit également être prise en considération. Dans le cas de source intense (absorption ou émission sur un trop grand domaine spectral) on peut avoir saturation et réponse non linéaire pour les premiers points de l'interférogramme. Pour les points suivants la valeur moyenne du flux se fixe à un niveau quasiment constant et ce sont alors les très faibles variations de ce niveau qui constituent l'information utile. Ces variations de très faibles amplitudes sont de toute façon détectées linéairement par le récepteur indépendamment de son point de fonctionnement. Un enregistrement effectué dans ces conditions

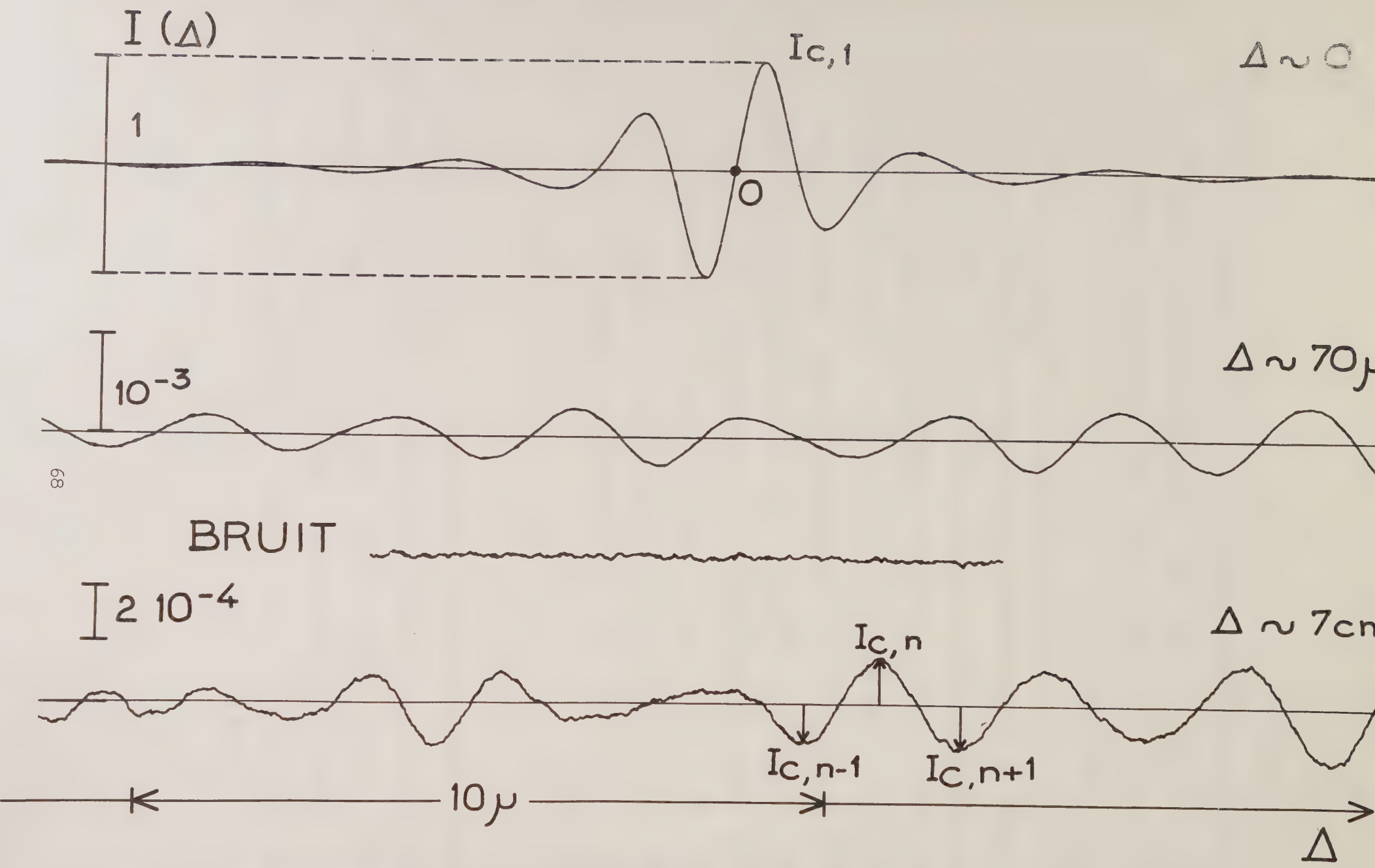
donne un spectre dans lequel les détails à basse résolution sont seuls altérés ; la conséquence pratique pour un spectre d'absorption est une mauvaise définition du niveau zéro et par conséquent des profondeurs d'absorption. Dans tous les enregistrements présentés par la suite, toute distorsion de ce genre est négligeable et les profondeurs d'absorption sont mesurables directement sans correction. Une correction calculée à partir d'une mesure de la non-linéarité du récepteur ne deviendrait nécessaire que pour des domaines spectraux très supérieurs à 1500 cm^{-1} pour les sources, récepteurs et étendues de faisceau utilisés ici.

Afin de permettre une association commode avec le calculateur en temps réel les valeurs du gain G sont maintenant 4^0, 4^1, ..., 4^5 au lieu de 10^0, 10^1, 10^2, 10^3. Le "changeur de gain" devra d'une part déterminer à quel moment et dans quel sens le gain sera modifié, d'autre part commander les opérations nécessaires à cette modification.

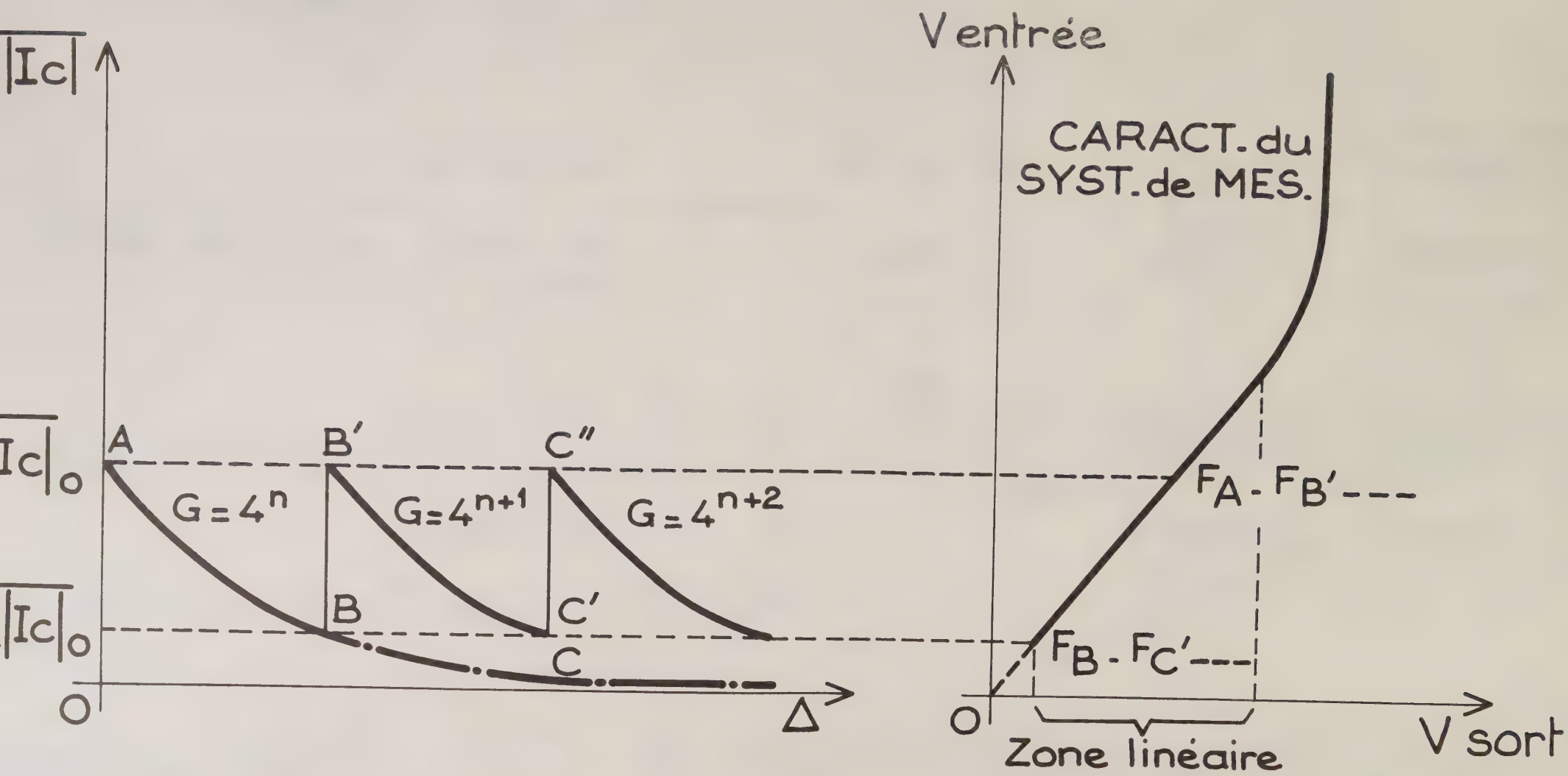
L'allure d'un interférogramme réel $I(\Delta)$ en sinus, aux environs de la différence de marche zéro est donnée sur la première ligne de la figure 9. La figure est symétrique par rapport au point 0 ou $\Delta = 0$. * (Le spectre correspondant se trouve en fig. 16 trace supérieure dans le chapitre "Résultats"). $I(\Delta)$ est également représenté pour des valeurs de Δ avoisinant 70μ et 7 cm. L'échelle horizontale est la même pour les 3 traces. L'échelle verticale est donnée en prenant pour référence l'amplitude crête-crête de l'interférogramme à $\Delta \sim 0$, désignée arbitrairement par 1. Nous définirons par $\overline{I_{C,n}}$ l'amplitude obtenue en mesurant l'écart au zéro de l'extremum n de la fonction $I(\Delta)$, ainsi que nous le montrons sur la trace inférieure de la figure 9. La valeur $\overline{I_C} = \frac{1}{N} \sum_N I_{C,n}$ est nulle. Nous nous servons de la grandeur $\overline{|I_C|} = \frac{1}{N} \sum_N |I_{C,n}|$ moyennée sur un intervalle Δ correspondant à environ 500 échantillons.

---

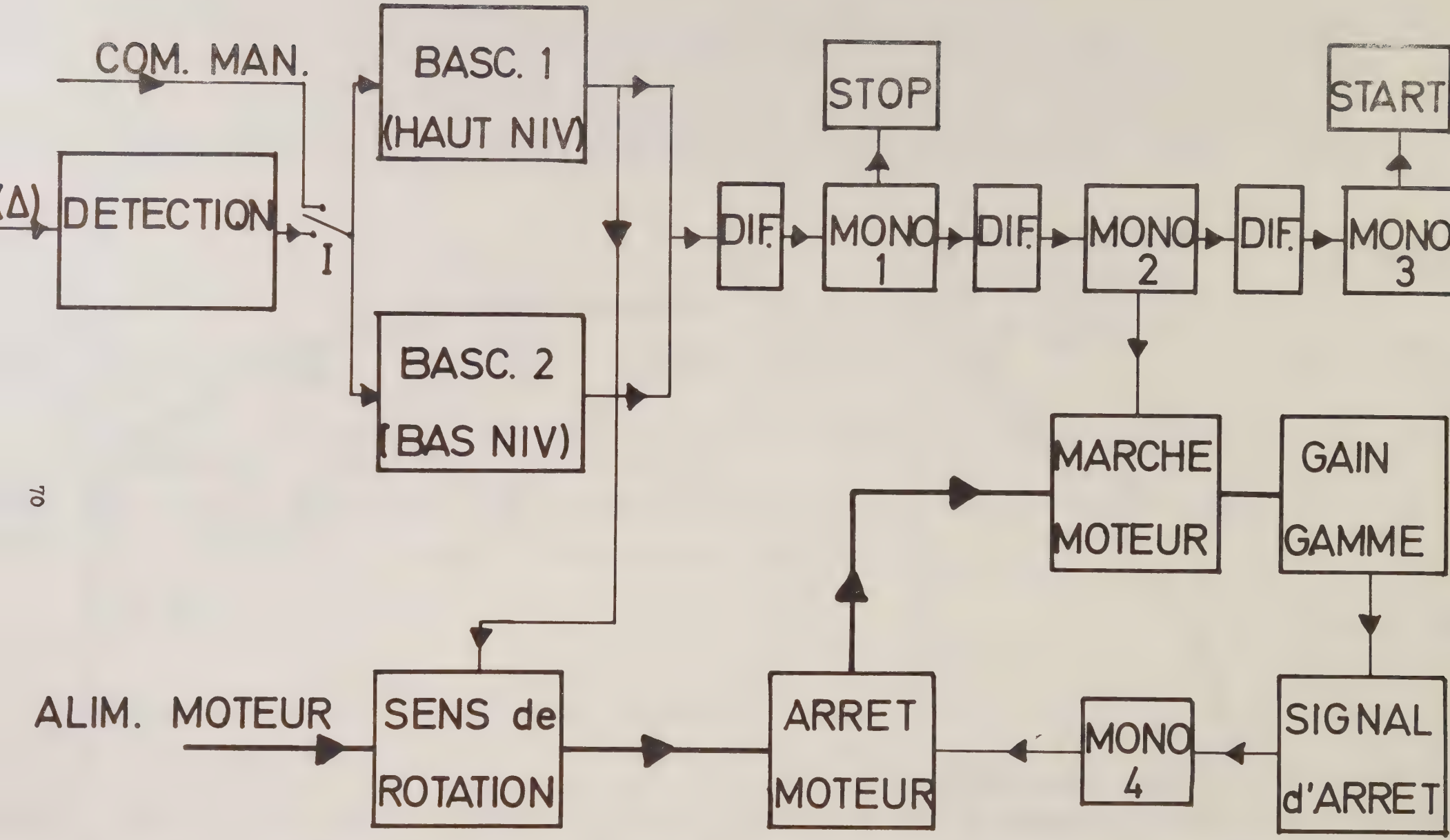
* Rappelons que la modulation de la différence de marche et une détection du signal synchrone de cette modulation permettent d'éliminer toute fluctuation parasite de l'intensité lumineuse de fréquence différente de celle de la modulation et aussi d'éliminer le fond continu de l'interférogramme. Celui-ci est la transformée de Fourier en sinus du spectre $B(\sigma)$ qui est dans le cas d'une modulation carrée d'amplitude δ_0, restitué sous la forme $B(\sigma) \times \sin \pi \sigma \delta_0$.



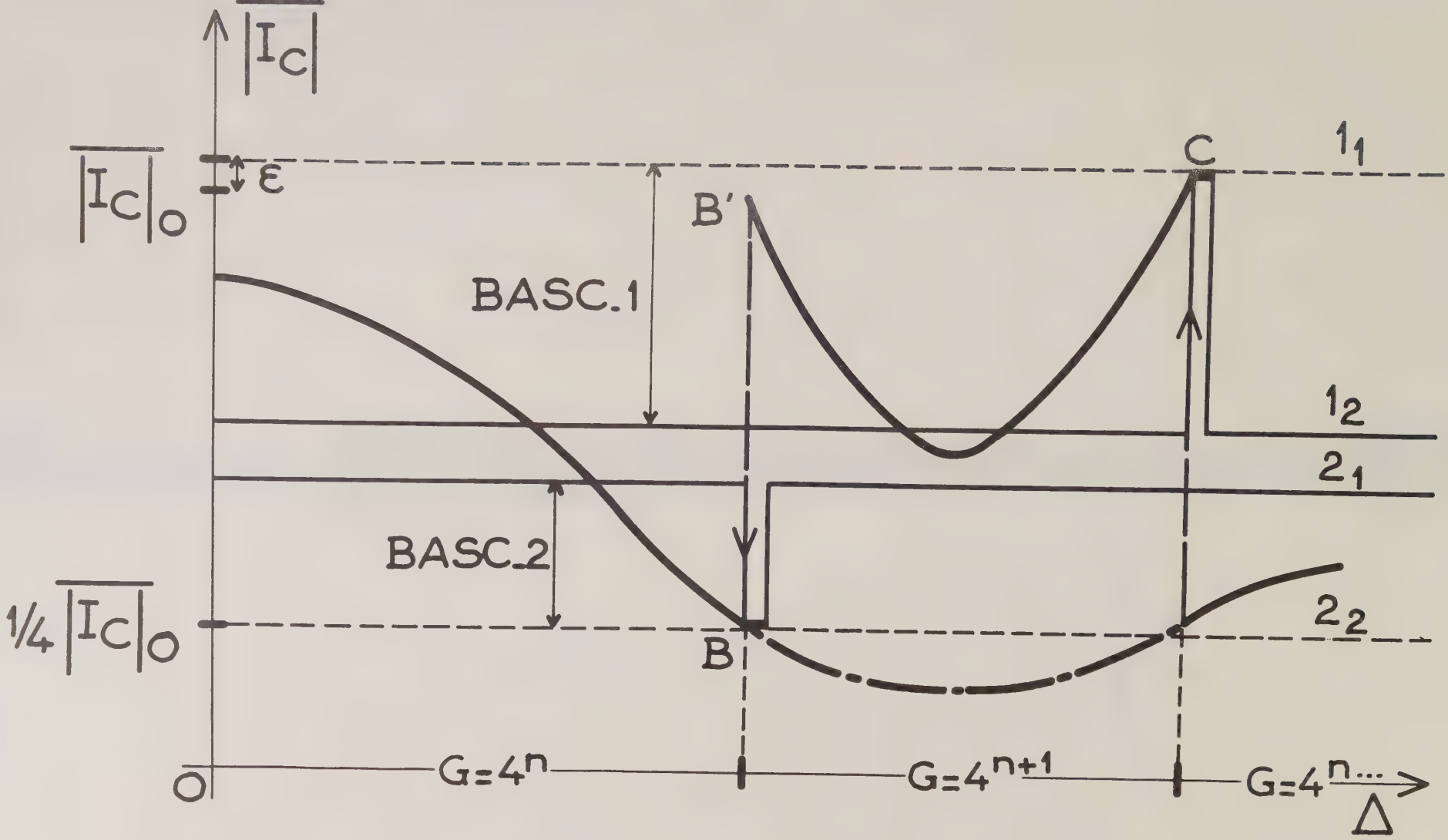
III-Fig. 9 - Interférogramme en sinus d'une source de lumière blanche. La décroissance de $I(\Delta)$ est très rapide. La trace représentant le bruit (enregistré avec une constante de temps de 1s) montre que la dynamique, c'est-à-dire le rapport amplitude pic à pic de l'interférogramme sur bruit pic à pic, est égal à $0{,}5.10^5$. Le spectre correspondant est donné sur la figure 16 en haut.



III-Fig.10 - Adaptation de la dynamique du système de mesure à celle de l'interférogramme.
La courbe A, B, C représente l'allure de l'évolution de $\overline{|I_C|}$ si le gain de la chaîne de mesure reste identique tout au long de l'enregistrement. En B, ce gain est multiplié par 4 de façon à ce que $1/4\ \overline{|I_C|}_O < \overline{|I_C|} < \overline{|I_C|}_O$. Le point de fonctionnement F reste donc constamment situé entre F_A et F_B (limites sur la caractéristique au delà desquelles on risque, soit une saturation de la réponse, soit une prépondérance du bruit de la chaîne de mesure). En fait dans de nombreux cas, la variation de $\overline{|I_C|}$ n'est pas monotone; il est donc nécessaire d'avoir également la possibilité de diminuer le gain.



III-Fig.11 - Changeur de gain. Détection du niveau $\overline{|I_C|}$ et commande en séquence des opérations nécessaires aux changements de gain. La différenciation du front de descente du mono 1 délivre une impulsion déclenchant le mono 2, etc... Ainsi les trois fonctions, arrêt de l'enregistrement, changement de gain, mise en marche de l'enregistrement sont complètement séparées dans le temps.
L'inverseur I permet d'utiliser une position "commande manuelle" indépendante.



III-Fig. 12 - Détection de niveau du "changeur de gain". Les états des bascules 1 et 2 sont représentés en 1_1, 1_2 ; 2_1, 2_2. Le front de descente de 2_1 en 2_2 (B) déclenche l'accroissement de G et le front de montée de 1_2 en 1_1 (C) sa diminution.

$$\overline{|I_C|}_0 + \varepsilon = 1_1 \ , \ 1/4\ \overline{|I_C|}_0 = 2_2 \ .$$

Les traits pleins sur 1_1 , 1_2 , 2_1 , 2_2 , correspondent aux états dans lesquels sont les bascules en fonction de Δ compte tenu de la configuration $\overline{|I_C|}$ représentée.

La courbe ABC de la fig.10 représente la décroissance de $\overline{|I_C|}$ en fonction de Δ . Lorsque B est atteint $\left[\overline{|I_C|} = \frac{1}{4}\ \overline{|I_C|}_0\right]$ le changeur de gain multiplie le gain G de la chaîne de mesure par 4 de sorte à reporter le point de fonctionnement F sur la caractéristique du système de mesure de F_B en F_B^1 . Afin que F soit toujours compris entre F_A et F_B , le "changeur de gain" devra donc effectuer les opérations suivantes :

a) Détermination de $\overline{|I_C|}$

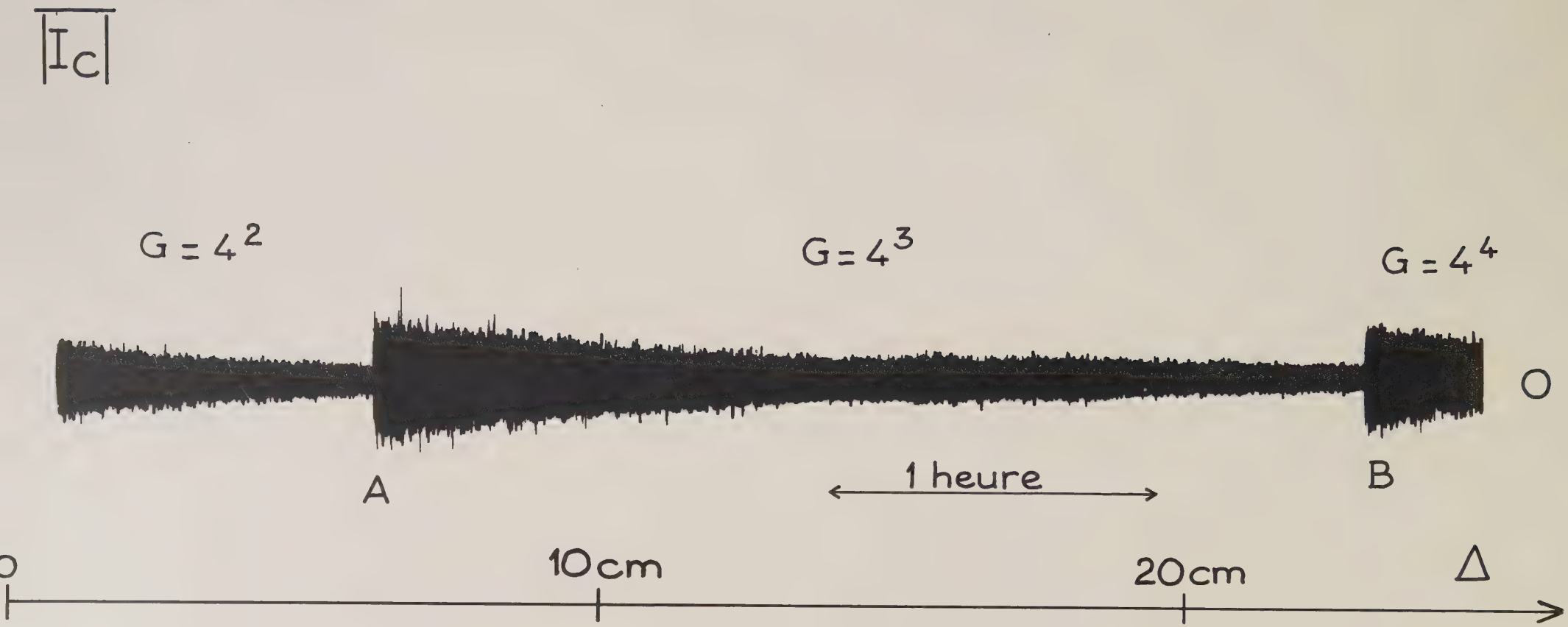
b) Arrêt de l'enregistrement si $\frac{1}{4}\ \overline{|I_C|}_0 < \overline{|I_C|} < \overline{|I_C|}_0$

c) Multiplication du gain G par 4 ou 1/4

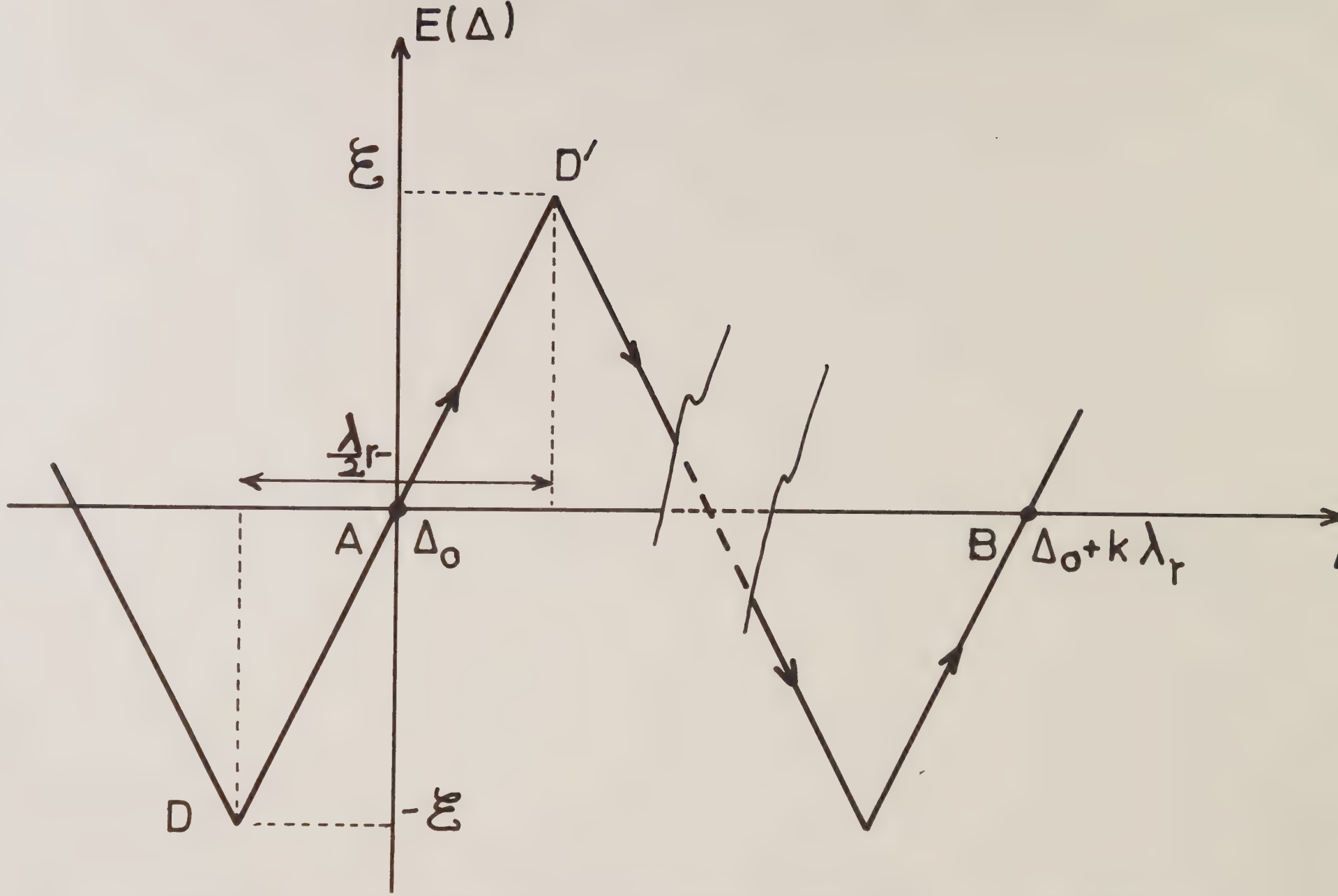
d) Remise en marche de l'enregistrement.

Les quatre fonctions a, b, c, d sont réalisées en séquence grâce au système représenté sur la fig. 11. Les échantillons $I(\Delta)$ sont redressés et filtrés avec une constante de temps d'environ 10 s. On mesure ainsi $\overline{|I_C|}$ qu'on envoie à deux bascules qui déterminent $\overline{|I_C|}_0$ et $\frac{1}{4}\ \overline{|I_C|}_0$. Elles déclenchent le monovibrateur 1 qui arrête l'enregistrement. Le monovibrateur 2 met alors en marche un moteur qui actionne des relais modifiant le gain G et le caractère de gamme accompagnant sur la bande magnétique la mesure des échantillons. La bascule 1 détermine le sens de rotation du moteur donc le sens de variation du gain. Le principe de fonctionnement des bascules 1 et 2 est donné en détail sur la fig. 12, où sont représentés les cas d'accroissement et de diminution de G.

L'enregistrement sur papier d'un autre interférogramme réel (Spectre d'émission du P_u entre 2800 - 11000 cm^{-1}, $\delta\sigma = 20\ 10^{-3}\ cm^{-1}$ avec changement de gain automatique est l'objet de la fig. 13. Celle-ci montre les variations de $\overline{|I_C|}$ en fonction de Δ qui est représenté avec une échelle très contractée.



III - Fig. 13 : Portion d'interférogramme réel montrant deux changements de gain automatique (A, B). La trace représente environ 500 000 points et correspond à 4 h d'enregistrement. L'amplitude crête-crête du signal est proportionnelle à $\overline{|I_c|}$ dont on a ainsi la variation en fonction de Δ .



III-Fig.14 - Signal d'erreur $E(\Delta)$ en fonction de la différence de marche Δ lorsque l'interféromètre est non asservi.
Lorsqu'on boucle l'asservissement, le point de fonctionnement A doit rester entre D et D'. Si, sous l'influence de perturbations indésirables, A franchit ces limites pour se fixer en B distant de $k\lambda_r$, il y a saut de franges et l'information sur la phase de l'interférogramme

B - Détecteur de saut de franges

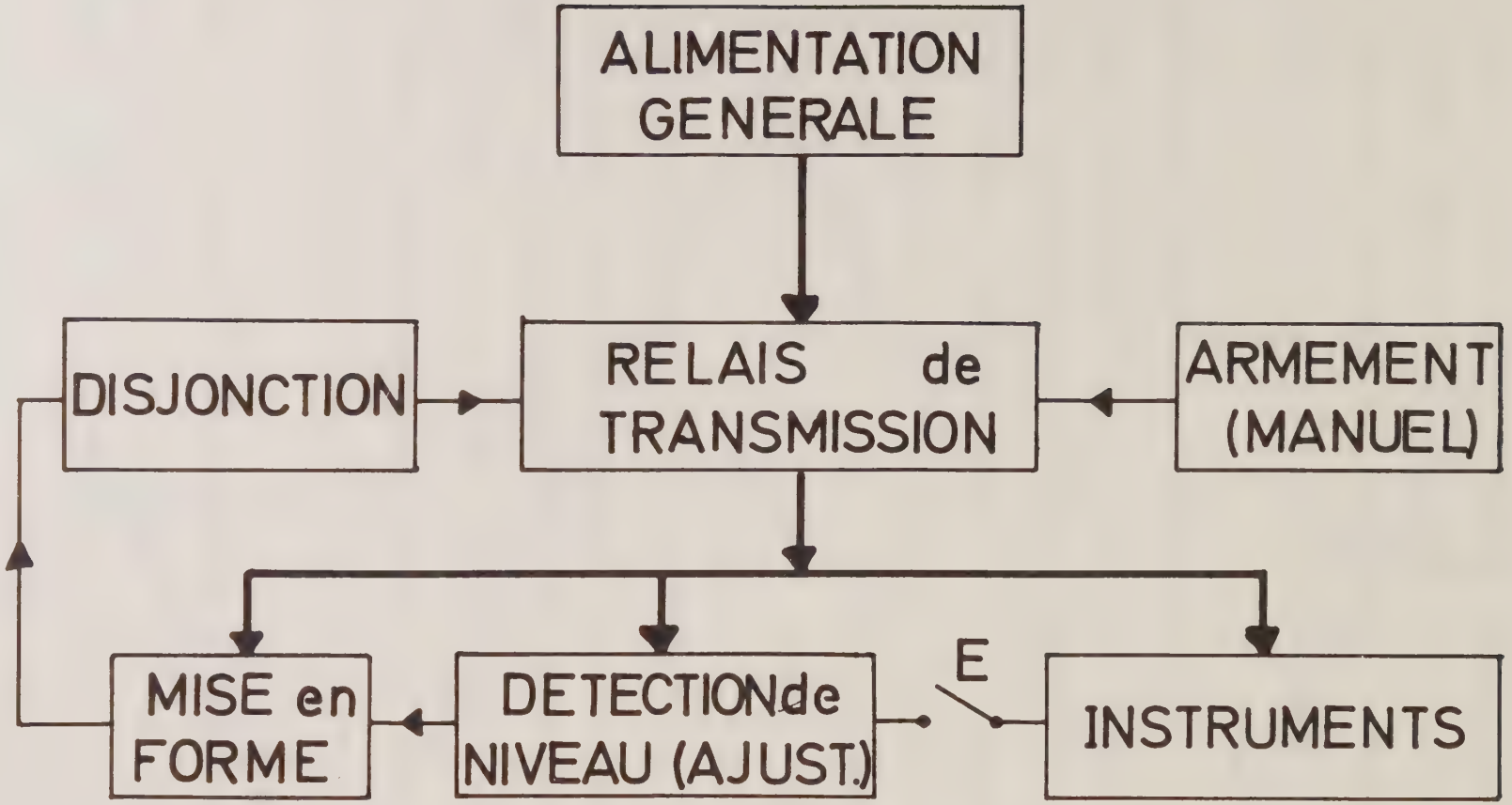
Il y a perte de la phase dans l'interférogramme lorsque le système d'asservissement sort de sa plage de réponse linéaire entrainant le point de fonctionnement A, à parcourir (fig.14) une ou plusieurs franges entières. Il est alors inutile de poursuivre l'enregistrement. Le dispositif "détecteur de saut de franges" détecte instantanément la perte de phase et arrête sur le champ l'ensemble des appareils *.

On dispose ainsi d'un contrôle permanent de la validité de l'enregistrement qui s'effectue désormais dans des conditions de sécurité accrue puisque toute défectuosité pouvant entrainer une détérioration de l'instrument met immédiatement en fonction le "détecteur de saut de franges". Celui-ci est essentiellement un détecteur de niveau.Il utilise lefait que lors du fonctionnement normal de l'interféromètre la tension du signal d'erreur E doit rester comprise entre deux valeurs $\pm \varepsilon'$, avec $\varepsilon' < \varepsilon$. Ainsi sur la fig. 6 ε' correspond à environ 5000 Å, alors que ε (fig.14) correspond à 8750 Å.

La figure 15 décrit le détecteur. L'ensemble des instruments est alimenté électriquement lorsque les relais de transmission sont sous-tension. La détection de niveau est réalisée par un amplificateur différentiel qui reçoit la tension fixe ε' sur une de ses entrées, E sur l'autre entrée et qui travaille en détecteur de zéro. La mise en forme est assurée par un monostable suivi d'un étage de puissance. Ce monostable est déclenché lors du changement de signe de

---

* Ceci ne remet pas en question la présence d'un calculateur en temps réel dont l'usage est alors réservé à l'observation de la qualité du spectre enregistré. (déphasage des raies dû à une mauvaise appréciation de la différence de marche O, bruit, ghosts, etc....)



III-Fig.15 - Détecteur de saut de franges. Une valeur anormale du signal d'erreur est détectée puis envoyée après mise en forme vers un relai de disjonction isolant l'ensemble des instruments de l'alimentation électrique générale. On peut ajouter à E tout signal dont on désire qu'il arrête l'expérience.

la tension de sortie de l'amplificateur et commande un relais de disjonction en série avec les bobines des relais de transmission. Ceux-ci se retrouvent donc au repos lorsque un saut de franges est détecté, et coupent l'alimentation générale des instruments.

L'automatisation des enregistrements n'est pas seulement le fait des deux dispositifs que nous venons de décrire. Il faut y ajouter :

a) Le maintien des récepteurs à leur température de fonctionnement. Une régulation du niveau du bain d'azote dans lequel plongent les tiges supports, a été mis en oeuvre.

b) L'arrêt de l'enregistrement en cas d'extinction de la source. Ce sont surtout les sources d'émission atomique dont le fonctionnement est délicat qui peuvent s'éteindre brutalement. Un signal est alors fourni au "détecteur de saut de franges" qui met les appareils hors service. Signalons que ces sources d'émission sont asservies à émettre un flux constant.

c) L'arrêt de l'enregistrement lorsque la résolution désirée est atteinte. Si celle-ci correspond à toute la course du chariot, celui-ci voit alors son déplacement interdit par les piliers de fin de course et la limite ε' est franchie par le signal d'erreur E. On peut compter, sinon, le nombre d'échantillons à l'aide d'un compteur à prédétermination qui fournit un signal au détecteur de saut de franges, ou plus simplement utiliser un compteur horaire.

IV - RESULTATS

Nous donnons en premier lieu une comparaison portant uniquement sur nos résultats obtenus avec l'interféromètre travaillant d'une part dans l'air d'autre part, dans le vide. Nous présentons ensuite des spectres choisis parmi les meilleurs obtenus jusqu'alors en spectroscopie traditionnelle et des spectres calculés à partir d'interférogrammes donnés par notre appareil. Les enregistrements que nous présentons, ici, sous un éclairage essentiellement instrumental sont dès à présent l'objet de travaux théoriques mis en route par diverses équipes.

L'ensemble des dispositifs décrits dans les chapitres précédents nous ont permis de faire les expériences la nuit, période où les perturbations extérieures de toute nature sont les plus faibles. La plupart des interférogrammes comportent un nombre d'environ 10^6 points. Rien ne s'oppose plus désormais à augmenter celui-ci, sinon la nécessité de changer de bande magnétique (contenance 1.700.000 échantillons) en cours d'enregistrement. L'élimination de la vapeur d'eau atmosphérique fait évidemment partie des substantiels avantages qu'apporte la mise sous vide d'un spectromètre. Compte-tenu du domaine spectral (0,8 μ-3,5 μ) actuel de travail de l'interféromètre, de la grande distance que la lumière y parcourt (10 mètres) entre l'entrée et la sortie, et de la présence de bandes nombreuses et intenses de l'eau dans cette région, nous profitons donc au maximum de cet avantage. Bien entendu, nous avons la possibilité d'étudier dans des conditions nouvelles le spectre d'absorption de l'eau. Celle-ci a eu sa place parmi les premières molécules que nous avons observées, qui sont H_2O - N_2O - CH_3Br et CH_4. Pour les enregistrements dont la limite

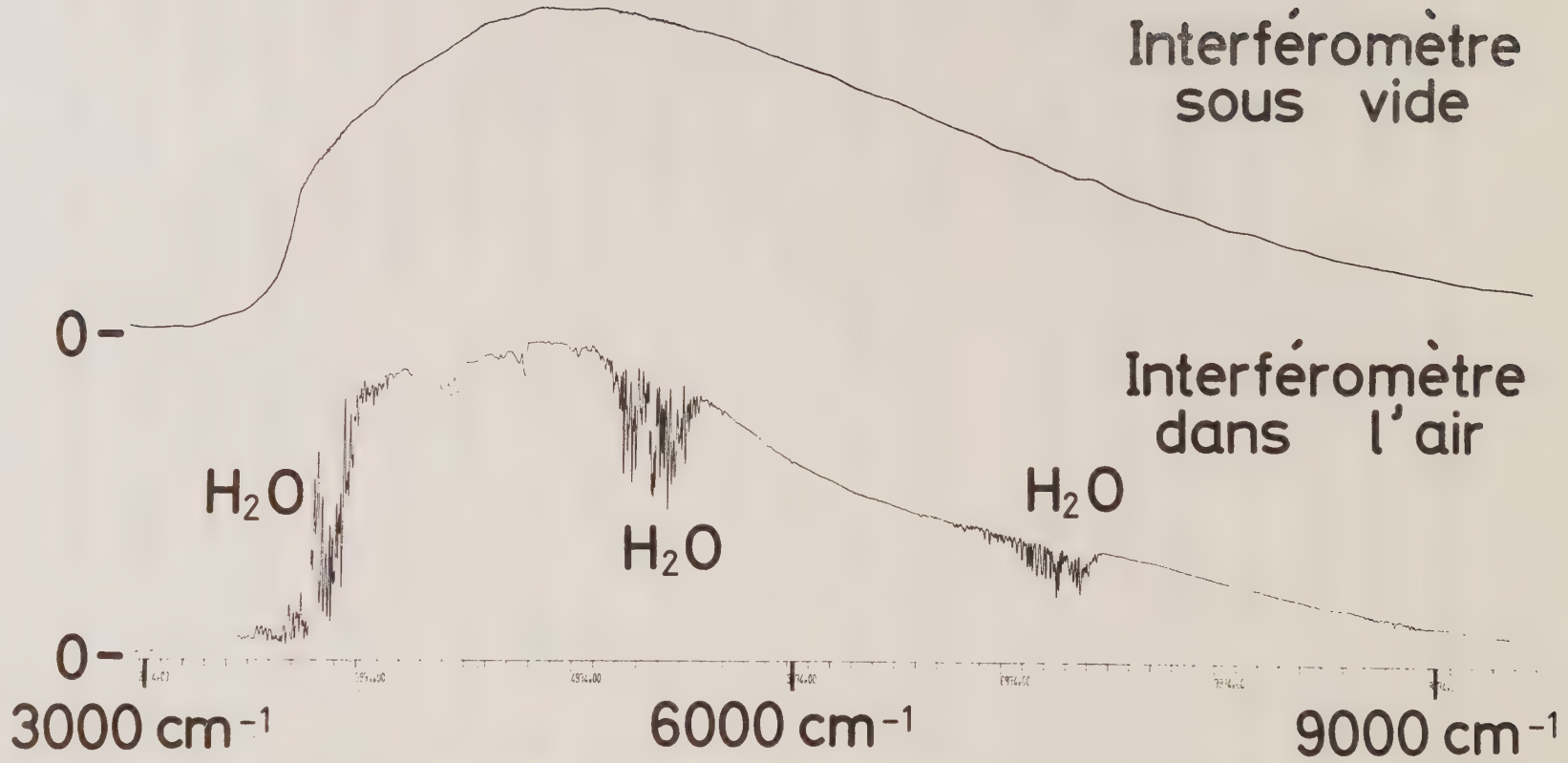


FIG. 16. — *Elimination de la vapeur d'eau atmosphérique. Spectres à basse résolution* ($\delta\sigma = 6$ cm^{-1}) *d'une source blanche. Récepteurs* PbS *non refroidis (d'où faible sensibilité à* 3 000 cm^{-1}).

Ligne inférieure : *interférogramme enregistré dans l'air. (Entre* 4 000 *et* 5 000 cm^{-1} *apparaissent des bandes moléculaires appartenant à* N_2O). *Spectre calculé à partir de* 10^4 *points d'un interférogramme de* 10^6 *points (pas* 4 550 Å, *domaine spectral libre* 10 989 cm^{-1}).

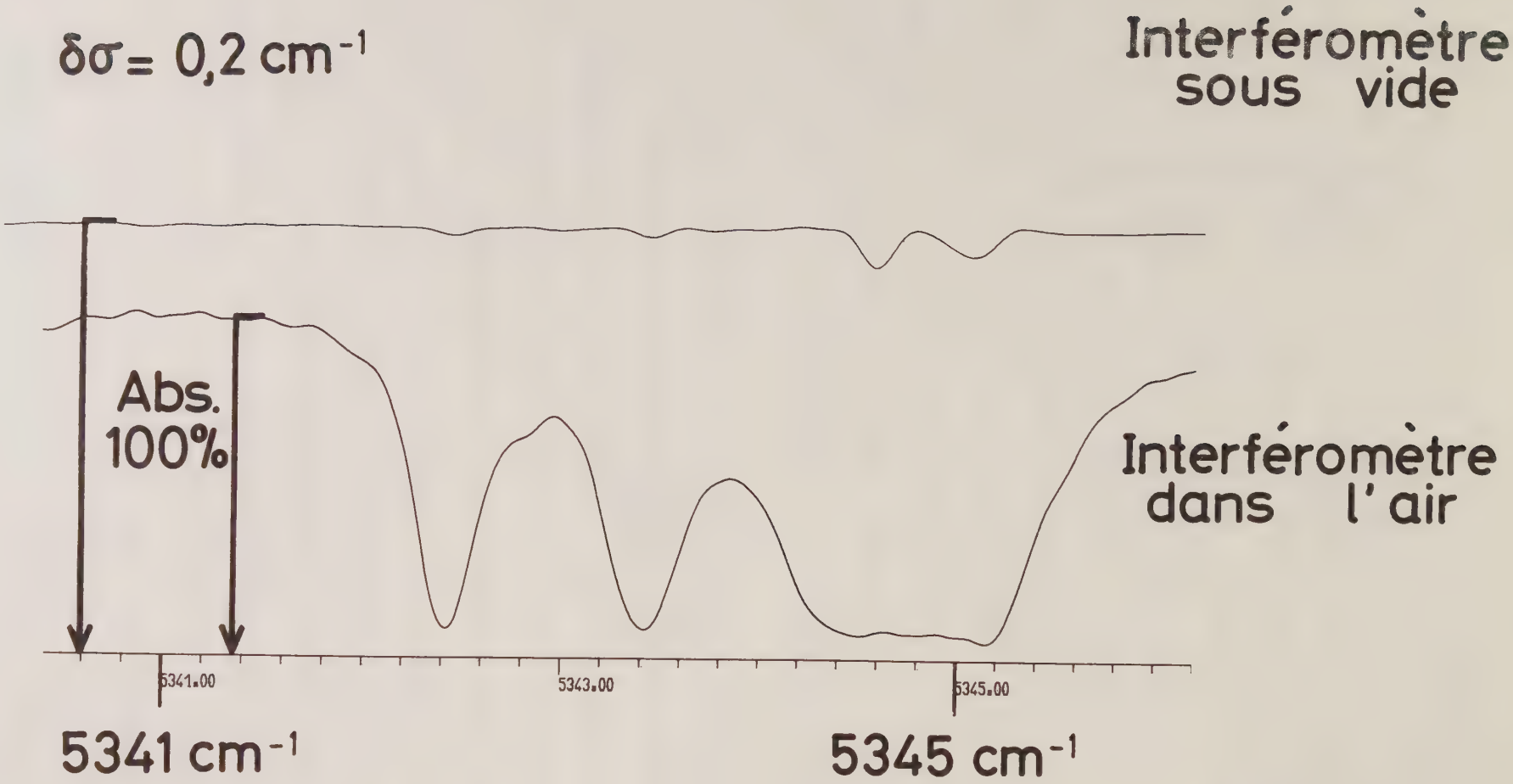
Ligne supérieure : *l'interféromètre fonctionne sous vide, les bandes d'absorption de la vapeur d'eau atmosphérique ont disparu.*

de résolution $\delta\sigma$ est 5.10^{-3} cm^{-1} nous avons utilisé un filtre qui coupe toute fréquence en dessus de 4300 cm^{-1}(*)Sa bande passante comprend donc $2\upsilon_2$, υ_1 et υ_3 de l'eau qui couvrent un domaine d'environ 1000 cm^{-1}, soit plus de la moitié de l'intervalle spectral étudié (2800-4300 cm^{-1}). Celui-ci a été choisi pour des raisons d'interprétation théorique qui demande à traiter d'abord les bandes vibrationnelles les plus fondamentales. Les spectres d'absorption des molécules citées plus haut ont été enregistrés pour diverses pressions et pour des longueurs d'absorption de 8 mètres. La pression résiduelle dans le caisson contenant l'interféromètre est de l'ordre de 0,5 torr. Compte-tenu des conditions de circulation de l'huile (II, b) d'alimentation des paliers et donc du léger apport d'air extérieur en cours de fonctionnement, nous avons enregistré tous les interférogrammes en pompant en permanence sur l'interféromètre.

Les figures 16 et 17 montrent comment l'eau est éliminée des spectres. La ligne inférieure de la figure 16 représente à très basse résolution ($\delta\sigma$ = 6 cm^{-1}) un spectre d'absorption de N_2O calculé à partir d'un interférogramme de 10^6 points (seuls 10^4 points ont servi ici au calcul) enregistré par l'interféromètre baignant dans l'air. Certaines bandes caractéristiques de cette molécule linéaire sont nettement visibles entre 4 000 et 5 000 cm^{-1}. L'absorption parasite de la vapeur d'eau apparaît clairement en quatre endroits du spectre (3800, 5400, 7300, 8800 cm^{-1}). La ligne supérieure représente à la même échelle un spectre presqu'identique (sans N_2O) obtenu dans les nouvelles conditions d'enregistrement. Les quatre bandes indésirables de l'eau ont disparu. On peut encore déceler la présence très faible de deux d'entre elles vers 3800 cm^{-1} et 5400 cm^{-1}.

---

* Tous les spectres présentés sont apodisés ; la fonction d'appareil utilisée est la courbe D (fig.12, réf.11).



III-Fig.17 - On reprend un détail des spectres de la figure 16 en augmentant la résolution ($\delta\sigma$ = 0,2 cm^{-1}) qui fait apparaître sur la trace supérieure, l'eau résiduelle, invisible à très basse résolution.

Mêmes interférogrammes que figure 16.

On multiplie par 30 la résolution des spectres de la figure précédente et on en fait à nouveau une comparaison sur la figure 17, avec une échelle horizontale dilatée. La limite de résolution $\delta\sigma = 0{,}2$ cm^{-1} correspond à la largeur des raies de l'eau atmosphérique. L'accroissement de résolution fait apparaitre (trace supérieure) les raies de l'eau résiduelle dont la largeur Doppler est ici bien inférieure à la largeur de la fonction d'appareil. Si celle-ci diminue, ces raies iront donc en s'affinant et en s'approfondissant de telle sorte que leur surface demeure constante. On a là une possibilité de faire une mesure de la qualité de l'élimination de la vapeur d'eau, qu'on peut estimer par le rapport $\frac{S\ Air}{S\ Vide}$ des surfaces d'absorption de la même raie dans l'un et l'autre cas à condition que celle-ci ne soit pas saturée (raies 5 342,4 cm^{-1} par exemple). Ce rapport vaut ici 200(*). La figure 18 destinée à illustrer les effets parasites de l'eau, montre les 2 bandes $30^{0}0 - 00^{0}0$, $31^{1}0 - 01^{1}0$ de N_2O. Les trois traces superposées sont données avec la même échelle de nombres d'onde et la même limite de résolution ($\delta\sigma = 20.10^{-3}$ cm^{-1}). L'enregistrement représenté à basse résolution sur la figure 16 est rapporté ici sur la trace inférieure (les 10^6 points ont servi ici au calcul). Il y est impossible de retrouver la forme générale des deux bandes dont l'exploitation est rendue difficile par la dégradation du spectre saturé de l'eau atmosphérique. Sur la trace intermédiaire, le spectre de N_2O, enregistré sous vide, est encore à la même pression. Les branches P et R de $30^{0}0 - 00^{0}0$ sont manifestes. La régularité de la position des raies est

---

* Si besoin était la pression d'eau résiduelle pourrait facilement être encore réduite, au moyen d'un piège refroidi placé directement dans le caisson.

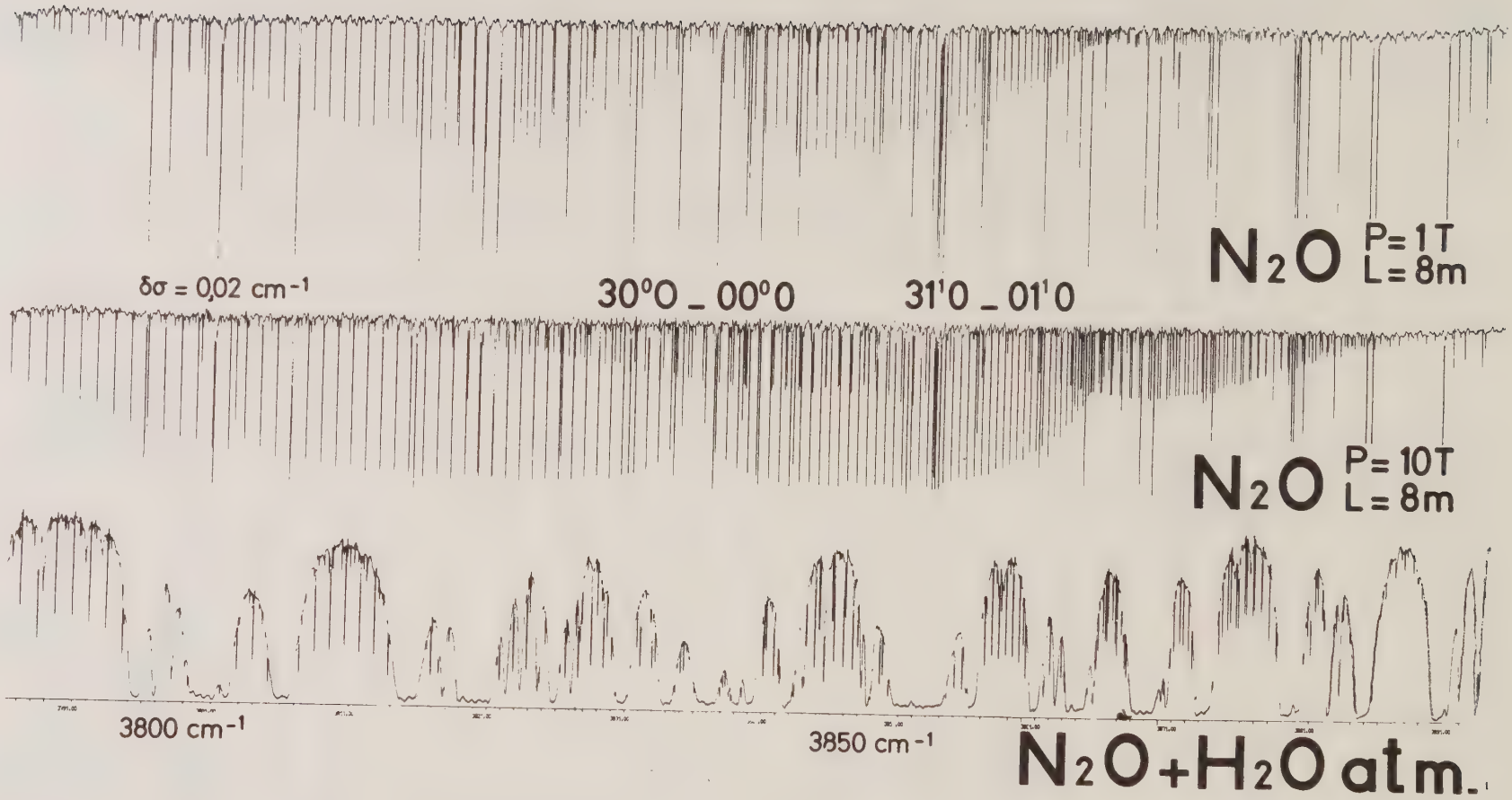


FIG. 18. — *Les trois spectres ont la même résolution* ($\delta\sigma = 20.10^{-3}$ cm^{-1}) *et sont tracés à la même échelle.*

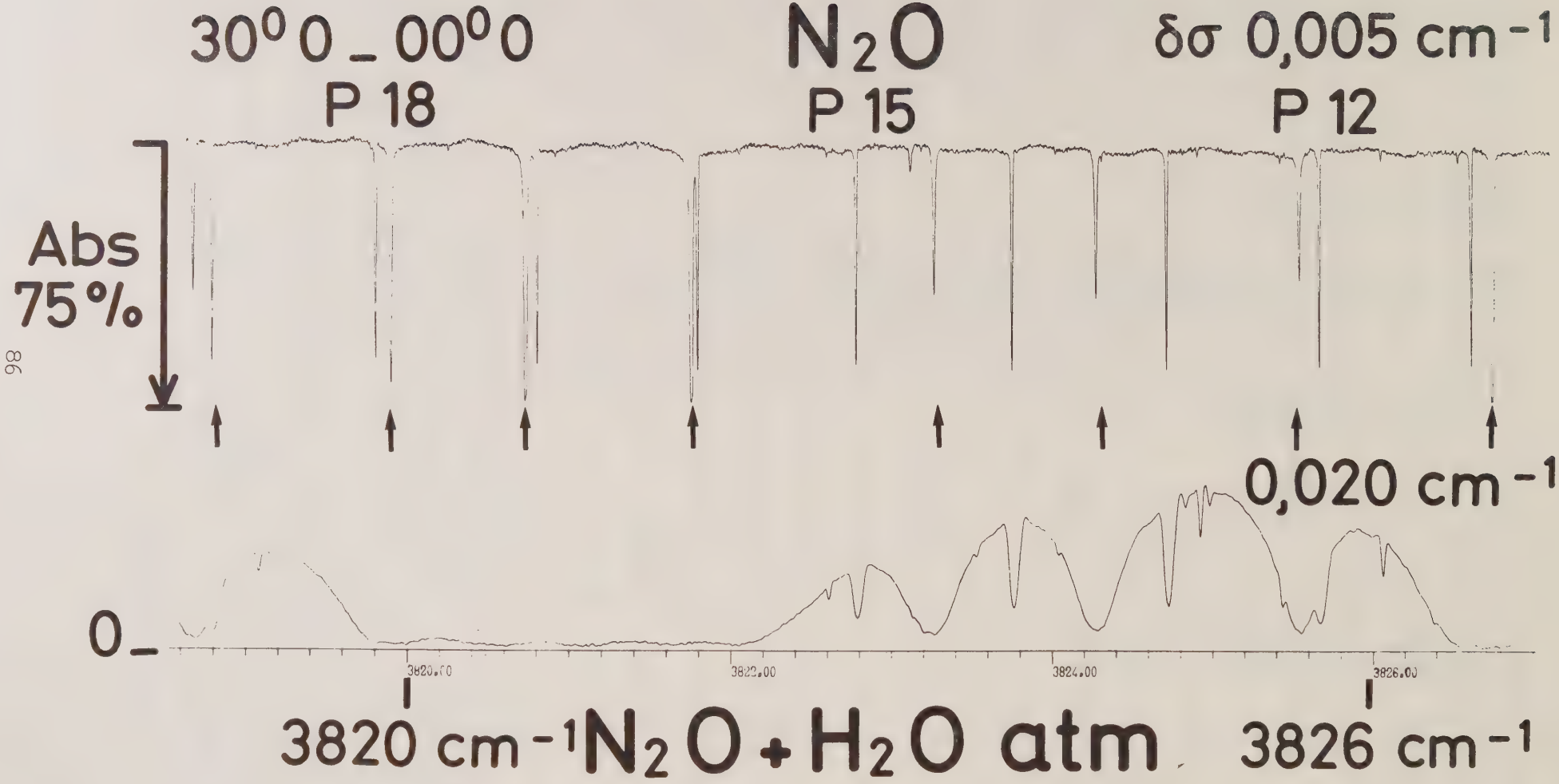
Trace inférieure : *portion du spectre représenté sur la première ligne de la figure* 16. *La dégradation du spectre par la vapeur d'eau atmosphérique empêche de retrouver la forme générale de* 2 *bandes* $30^{0}0\text{-}00^{0}0$, $31^{0}0\text{-}01^{1}0$ *de* N_2O.
Même interférogramme que figure 16.
Spectre calculé à partir des 10^6 *points.*

Trace intermédiaire : *même pression de* N_2O, *même longueur d'absorption, interféromètre sous vide. Les deux bandes apparaissent très clairement.*

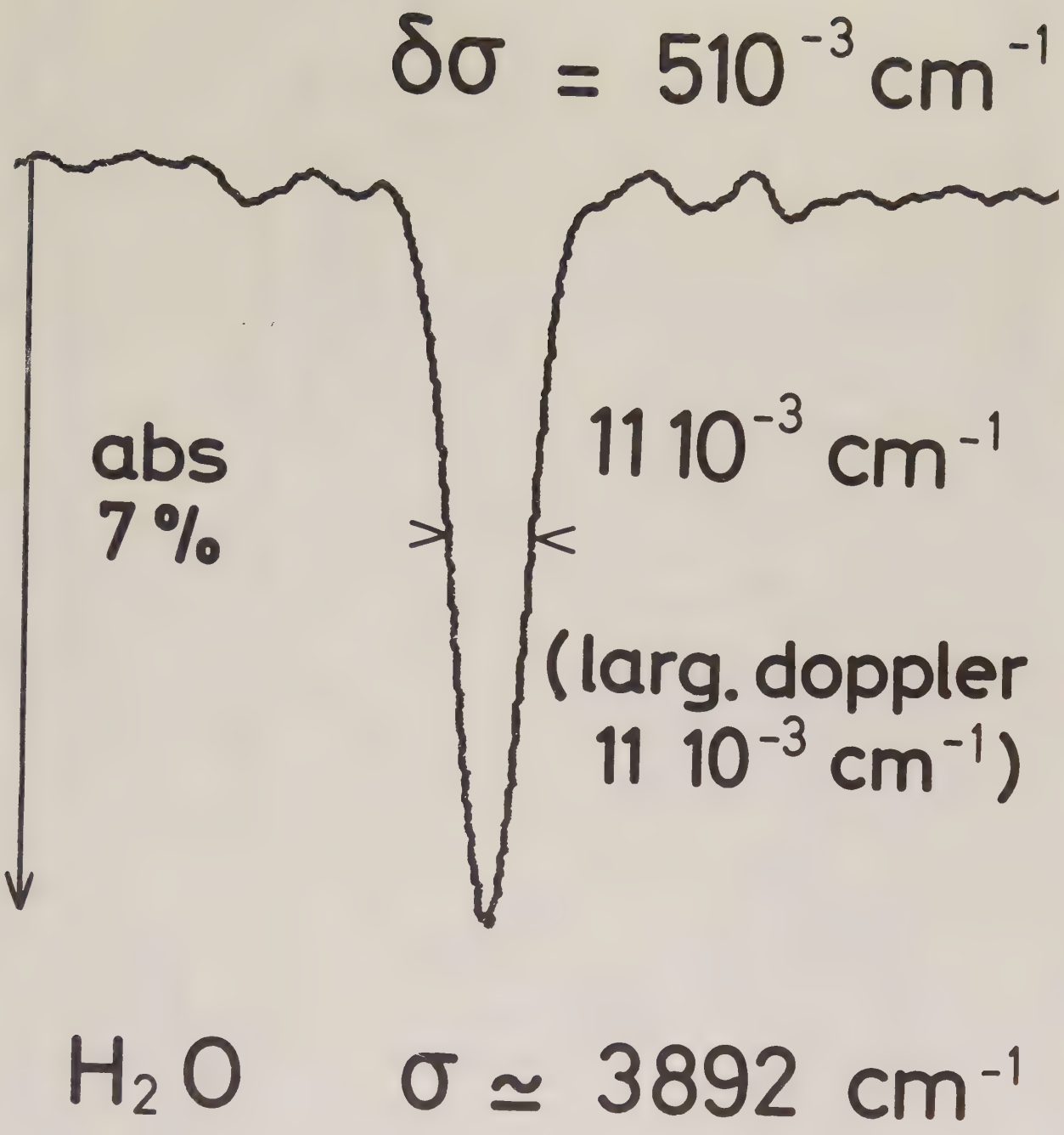
Trace supérieure : *pression de* N_2O *divisée par un facteur* 10. *La bande chaude a presque disparu. On distingue nettement les raies très fines de la vapeur d'eau résiduelle dont la pression partielle n'a pas varié.*

Pour ces deux traces, les spectres sont calculés à partir de 2.10^{+5} *points d'interférogramme de* 876 000 *points. Le pas mesure* 21 000 Å. *La différence de marche maximum est de* 2 m ; *l'intervalle spectral libre couvre* 2 400 cm^{-1} *et l'enregistrement dure* 6 h.

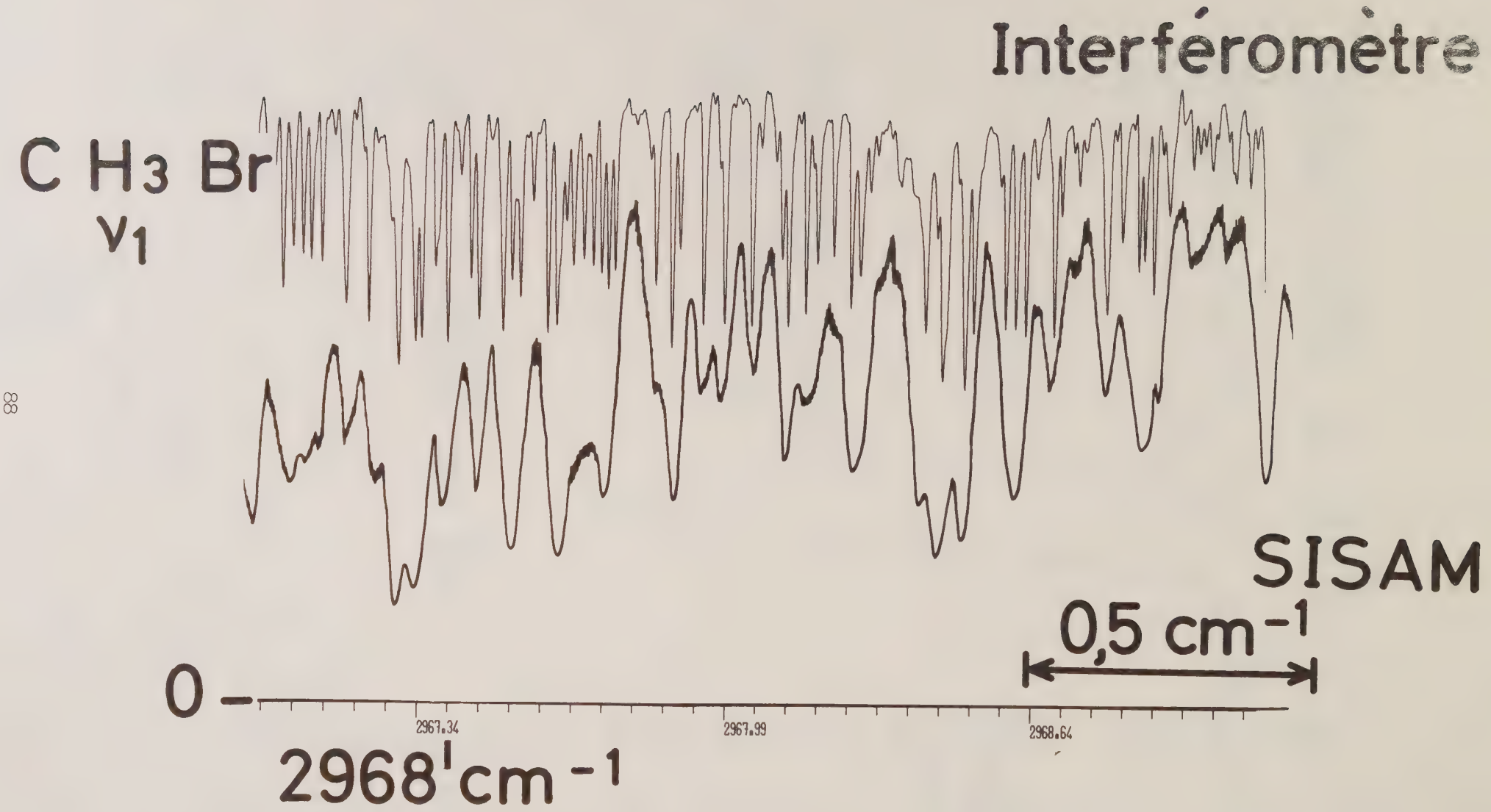
perturbée par les raies parasites de l'eau fortement atténuées mais encore présentes. La bande $31^10 - 01^10$ est également bien visible. Elle disparaît cependant presque complétement sur la trace supérieure correspondant à une pression de N_2O diminuée par un facteur 10. Par rapport au spectre précédent on voit les raies de l'eau dont la pression partielle est demeurée inchangée se détacher très nettement des raies de N_2O. Afin de montrer à très haute résolution les effets illustrés par les photos précédentes, on reproduit en fig. 19 une portion de la première et de la troisième trace de la fig. 18 avec une échelle plus dilatée. La zône représentée va de P(11) à P(19) de $30^00 - 00^00$. La résolution sur la ligne supérieure a été augmentée d'un facteur 4. C'est donc la résolution maximum de l'appareil. Cet accroissement a pour effet de rapprocher le sommet des raies de N_2O du zéro d'absorption et de diminuer l'écart d'intensité qu'on observe en fig. 18 entre les raies de N_2O et celles de H_2O marquées d'une flêche. On voit clairement toutes les raies P alors que la trace inférieure ne laisse apparaître que P(13), P(14), P(15), qu'on y devine P(12) et P(19) et que P(11), P(17) et P(18) y sont indiscernables. On peut remarquer encore sur la trace supérieure que la largeur des raies de N_2O est plus faible que celle ces raies de H_2O. La largeur Doppler de H_2O vers 3 900 cm^{-1} vaut 11.10^{-3} cm^{-1}. Sur la fig. 20, la raie de l'eau située à environ 3892 cm^{-1} est représentée très fortement agrandie. Son absorption correspond seulement à 7 % de l'absorption totale. Sa largeur mesurée est $11,10^{-3}$ cm^{-1} et correspond exactement à la largeur Doppler. Les discontinuités du trait révèlent la technique incrémentale du traceur de courbe. A l'échelle de la figure, le spectre dont elle est extraite serait long de 900 m. ; un tracé à plus grande échelle sans discontinuités visibles est naturellement réalisable.



III-Fig. 19 - Détail des première et troisième traces de la figure 18. Résolution du spectre sous vide multipliée par un facteur 4 ($\delta\sigma = 5.10^{-3}$ cm^{-1}). On effectue le calcul à partir des 876 000 points de l'interférogramme. Les positions des quelques raies P visibles sur la trace inférieure sont affectées d'une erreur à cause de l'absorption de l'eau. Sur la trace supérieure, toutes les raies P sont visibles et distinctes des raies H_2O (marquées d'une flèche).



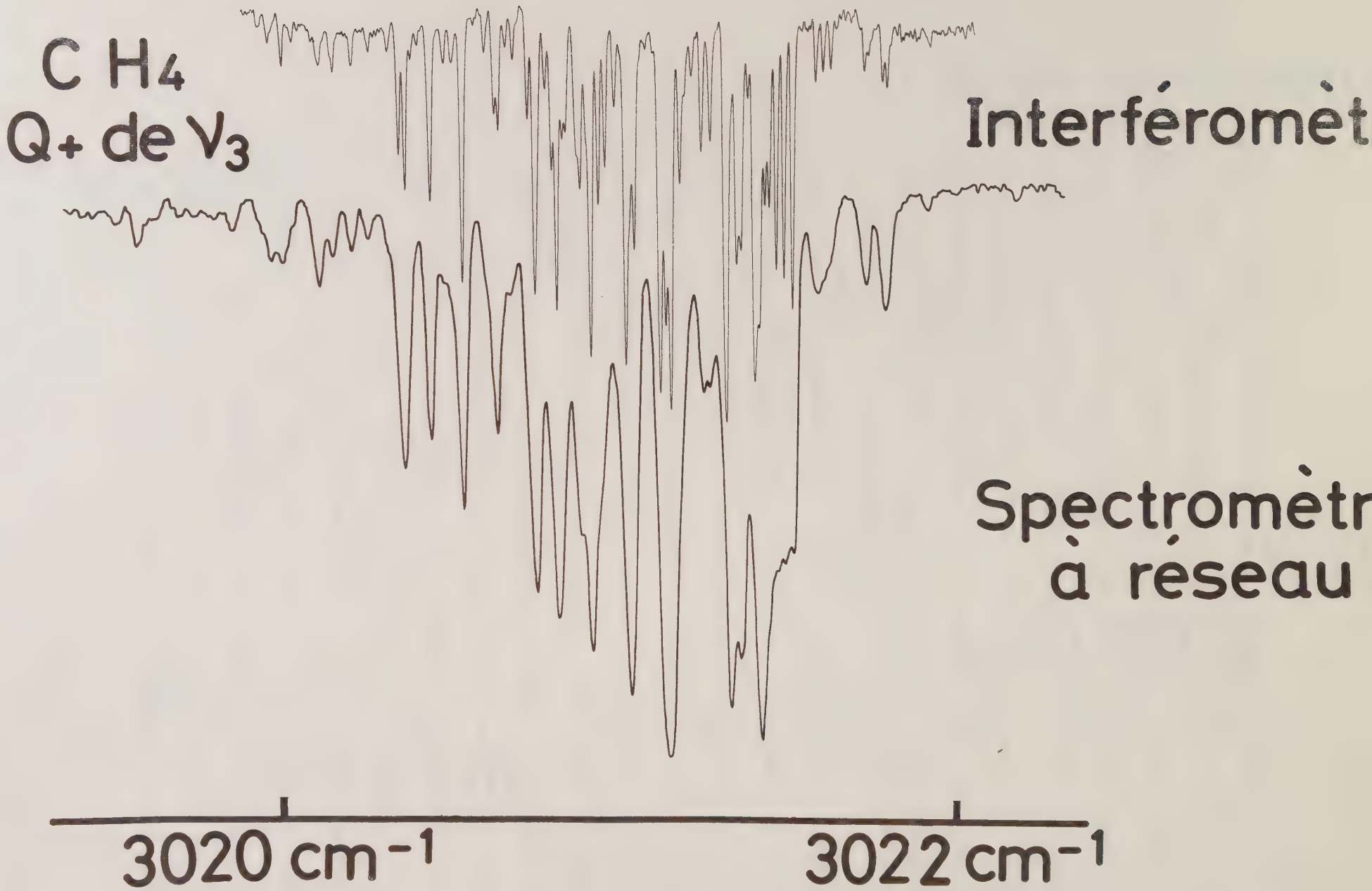
III-Fig.20 - H_2O vers 3 892 cm^{-1}. L'absorption est très faible. Il faut multiplier l'amplitude de la raie par 15 pour retrouver le zéro d'absorption. La limite de résolution vaut 5.10^{-3} cm^{-1}.



III-Fig. 21 - Spectres de vibration rotation de CH_3Br enregistrés par un SISAM [12][13] et par l'interféromètre. Le rapport des résolutions est de 6 en faveur de ce dernier. Le Brome est présent sous les formes isotopiques ^{79}Br et ^{81}Br .

La figure 21 donne une comparaison entre une portion de spectre de CH_3B_r, enregistré avec un SISAM de limite de résolution $30.10^{-3}cm^{-1}$ (réf. 12, 13) et la même portion provenant de notre interféromètre. Cette région spectrale située vers 3000 cm^{-1} est la région des branches ^qQ qui sont ici résolues par l'interféromètre. Elle est composée de raies encore non identifiées. La figure 22 compare un des meilleurs spectres de CH_4 enregistrés jusqu'ici par un spectromètre à réseau (14) (Réseau largeur 25 cm, double passage, montage Ebert-Fastie, incidence $\simeq$ 63°) dont la résolution est $20.10^{-3}cm^{-1}$ avec un spectre donné par l'interféromètre ($5.10^{-3}cm^{-1}$).

La comparaison des temps d'enregistrement est intéressante. Le spectre de l'interféromètre couvre 1500 cm^{-1} et a été enregistré en 6 heures. Le spectre du réseau couvre 2,5 cm^{-1} et a été enregistré en 45 minutes ; le temps nécessaire pour couvrir le même domaine spectral aurait été de 430 heures. Admettons qu'il soit possible d'effectuer 8 passages sur le réseau au lieu de 2 sans perte d'étendue de faisceau, et que le pouvoir de résolution soit effectivement multiplié par 4 (conformément à la théorie élémentaire). Il devient alors possible de faire une comparaison à résolution égale ($5.10^{-3}cm^{-1}$) et d'estimer la vitesse de balayage du spectromètre à réseau dans ces conditions. L'énergie disponible par élément spectral serait divisée par 4 du fait de l'accroissement de la résolution. D'autre part admettons un coefficient de transmission de l'ordre de 0,7 par passage (estimation optimiste et valable seulement dans un domaine spectral étroit) ; l'énergie transmise après 6 passages supplémentaires serait multipliée par un nouveau facteur $(0.7)^6 = 0.12$. Le récepteur à la sortie du spectromètre à réseau recevrait environ 30 fois moins d'énergie à la résolution $5.10^{-3}cm^{-1}$ qu'à $20.10^{-3}cm^{-1}$.

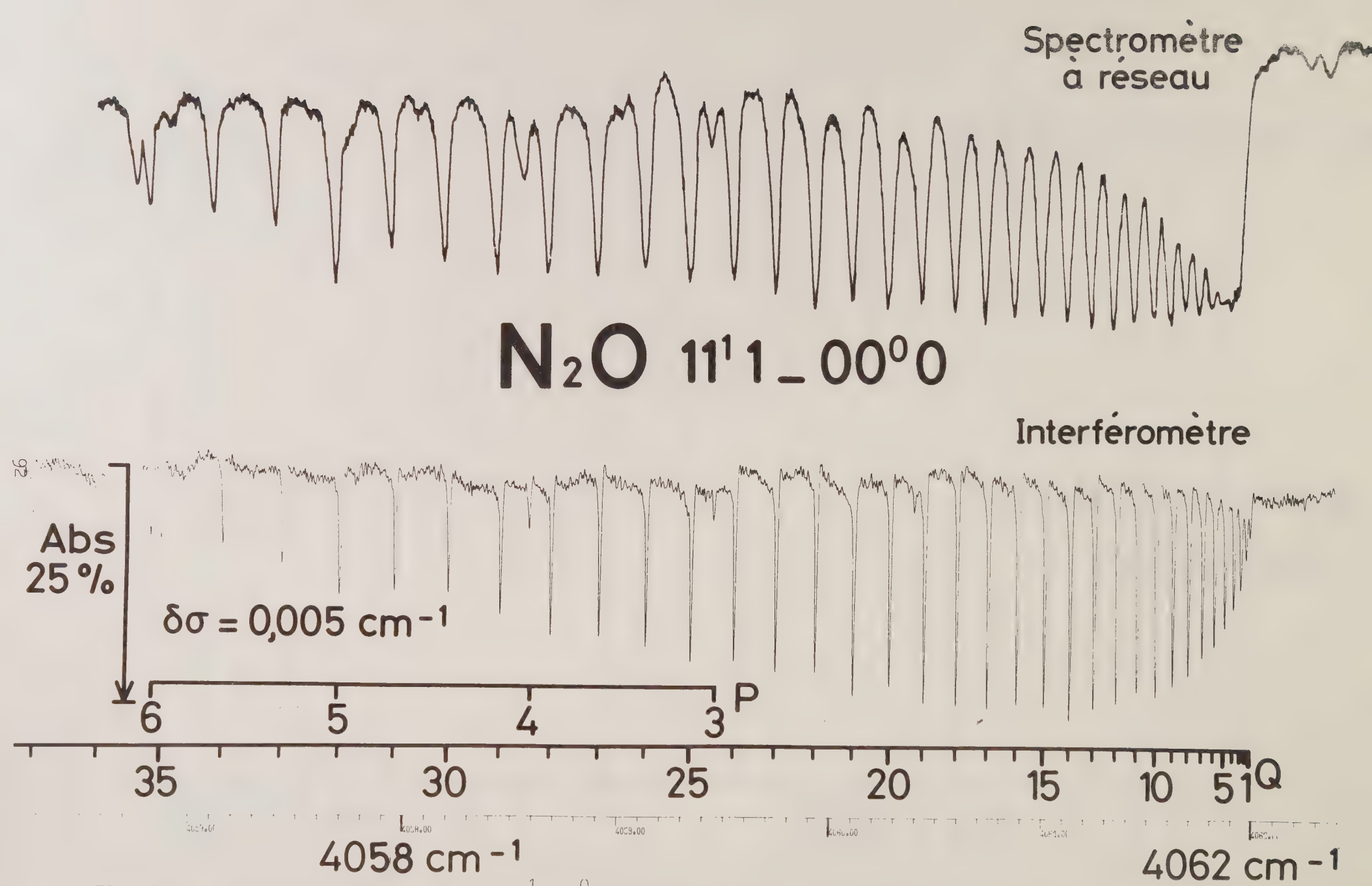


III-Fig.22 - Branche Q^+ de υ_3 de CH_4 . La pression et la longueur d'absorption sont identiques dans les deux cas. Le rapport des résolutions est environ 4 .

A rapport signal bruit constant, le temps d'exploration serait multiplié par $30^2 = 900$ par élément spectral, et par un nouveau facteur 4 pour un domaine spectral donné, soit finalement par 3600 environ. La durée d'enregistrement pour 1500 cm^{-1} serait donc de l'ordre de $1{,}5.10^6$ heures.

En pratique, les résultats donnés par le multiple passage, ne sont pas aussi bons que la théorie élémentaire le laisse attendre. Un spectromètre a quadruple passage a été décrit pas Plyler et al (15) ; avec un réseau de 20 cm le pouvoir de résolution utilisable n'est que de 40 % supérieur à celui obtenu avec 2 passages. La plus petite limite de résolution effectivement obtenue aux environs de 4000 cm^{-1} est encore $20.10^{-3} cm^{-1}$, avec un rapport signal/bruit nettement inférieur à celui du spectre présenté sur la figure 22.

Nous reproduisons sur la fig. 23 la branche Q de la bande Π-Σ $11^{1}1 - 00^{o}0$ de N_2O enregistrée par un spectromètre à réseau (16) d'une part, et par l'interféromètre d'autre part. L'accroissement en résolution est suffisant pour résoudre toutes les composantes depuis J = 1. Ce spectre dont le rapport signal/bruit est relativement médiocre par rapport à ceux des figures précédentes, révèle également une légère asymétrie de la fonction d'appareil. Nous le présentons parce qu'il a néanmoins conduit à une bonne vérification de la précision des nombres d'onde obtenus par spectroscopie de Fourier. Nous avons calculé par une méthode de moindres carrés les valeurs du centre de bande σ_o et des constantes $B' - B''$, $D' - D''$ caractéristiques des niveaux de transition de cette branche Q. Ce calcul a été effectué à partir des 30 nombres d'onde mesurés σ_o allant de Q(6) à Q(36) en éliminant Q(32) dont la position est altérée par la coïncidence avec P(5). Nous avons jugé préférable de ne pas utiliser les composantes allant de Q(1) à Q(5)



III-Fig. 23 - Branche Q de la bande $11^1 1 - 00^0 0$ de N_2O . Toutes les composantes sont résolues par l'interféromètre. La raie située entre Q(19) et Q(20) est une raie de l'eau qui perturbe, lorsque l'enregistrement est fait dans l'air, la position de 6 raies allant de Q(16) à Q(21) .

J	σ_{cP} (cm^{-1})	$\sigma_{cP} - \sigma_{oP}$ (10^{-3} cm^{-1})	$\sigma_{cP} - \sigma_{o}$ (10^{-3} cm^{-1})	$\sigma_{c} - \sigma_{o}$ (10^{-3} cm^{-1})	σ_{o} (cm^{-1})
6	4 061,808	- 6	0,2	- 0,01	4 061,807(8)
7	,751	0	0,2	- 0,01	,750(8)
8	,686	- 2	0,6	0,12	,685(4)
9	,612	- 3	0,0	0,19	,612(0)
10	,513	2	0,2	- 0,12	,530(8)
11	,441	- 2	- 0,1	- 0,09	,441(1)
12	,343	1	- 0,1	0,12	,343(1)
13	,237	1	- 0,4	- 0,11	,237(4)
14	,123	0	- 0,3	- 0,15	,123(3)
15	,001	- 1	0,1	0,09	,000(9)
16	4 060,871	1	0,3	- 0,11	4 060,870(7)
17	,732	0	0,0	0,11	,732(0)
18	,586	0	0,5	0,03	,585(5)
19	,431	5	0,1	- 0,14	,430(9)
20	,268	- 2	0,1	- 0,07	,267(9)
21	,097	2	0,2	0,03	,096(8)
22	4 059,918	- 3	0,4	0,13	4 059,917(6)
23	,731	- 3	0,3	- 0,19	,730(7)
24	,535	1	- 0,1	0,04	,535(1)
25	,332	0	0,4	- 0,00	,331(6)
26	,120	- 1	0,1	0,15	,119(9)
27	4 058,900	0	- 0,2	0,15	4 058,900(2)
28	,673	1	0,3	- 0,13	,672(7)
29	,437	1	0,3	- 0,01	,436(7)
30	,193	1	0,2	- 0,07	,192(8)
31	4 057,941	- 3	0,4	0,11	4 057,940(6)
32	,681				,680(9)
33	,413	- 2			,411(7)
34	,136	2	0,0	- 0,02	,136(0)
35	4 056,852	5	0,3	- 0,06	4 056,851(7)
36	,560	2	0,9	- 0,02	,559(1)

TABLEAU I - Branche Q de $11^{1}1\text{-}00^{0}0$ de N_2O , J , nombre quantique rotationnel, σ_{cP} , σ_{cP} nombres d'onde calculé et observé par Pliva [16] ; σ_c , σ_o nombres d'onde calculé et observé par les auteurs. Les parenthèses de la dernière colonne donnent, à titre indicatif, la quatrière décimale de nos positions de raies. L'estimation de l'erreur absolue qui n'a pas encore été effectuée est l'objet d'un travail en cours.

étant donné qu'elles se recouvrent partiellement. Il s'est avéré inutile d'utiliser le 4ème ordre et donc les constantes H' - H" dans le développement

$$\sigma_c (J) = \sigma_o + (B' - B") J (J+1) + (D' - D") J^2(J+1)^2 + (H' - H") J^3 (J+1)^3$$

Aucune pondération des nombres d'ondes σ_o n'a été employée. Les valeurs en cm^{-1}

$$\sigma_o = 4\,061{,}979\ (0) \quad B'-B" = -4{,}076\ (6) \times 10^{-3} \quad D'-D" = 0{,}5\ (7)\ 10^{-8}$$

sont en bon accord avec les valeurs calculées par J. Pliva (16)

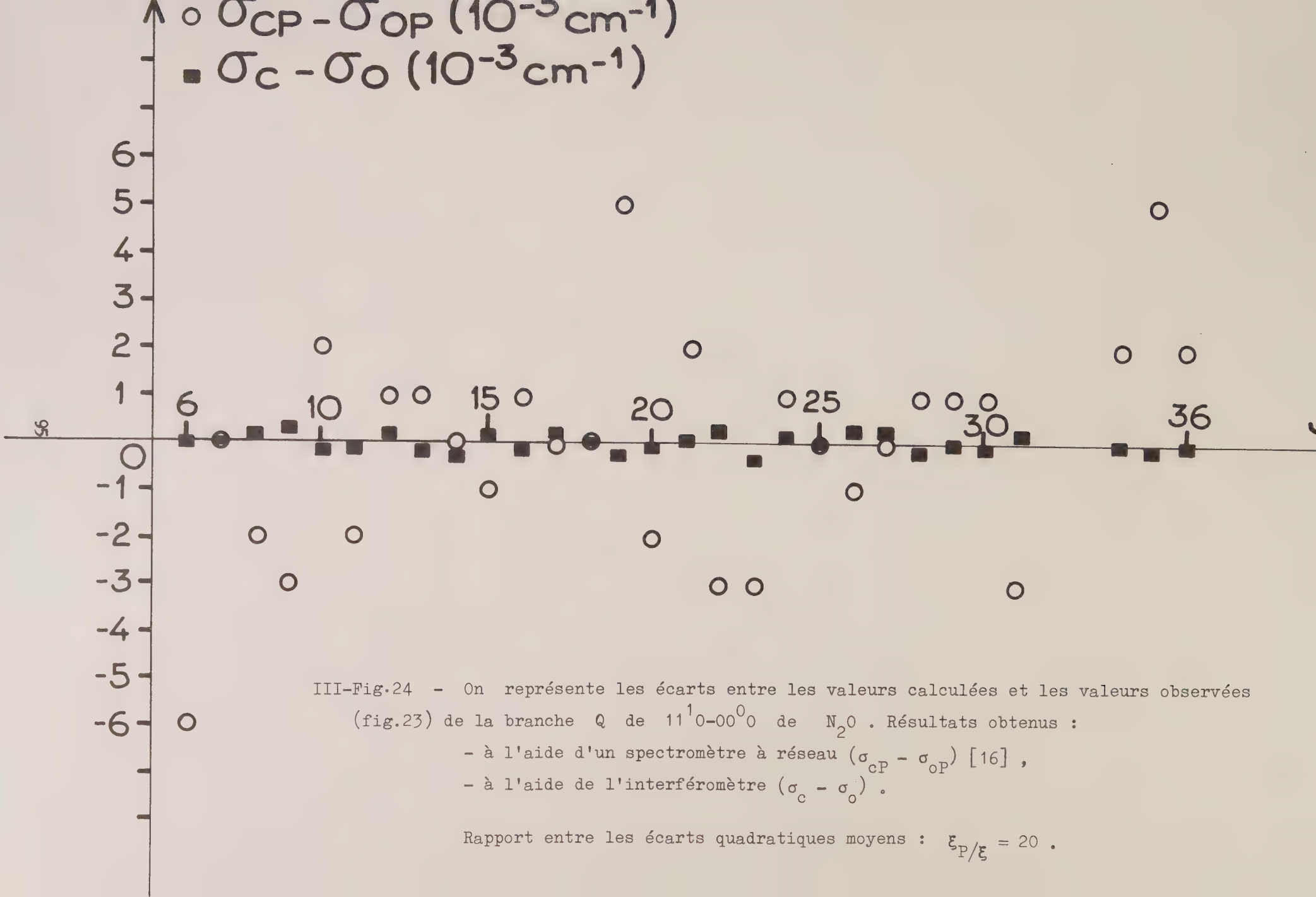
$$\sigma_o = 4\,061{,}979 \quad B' - B" = -4\,077 \pm 0{,}002\ 10^{-3} \quad D' - D" = -0{,}6 \pm 0{,}1\ 10^{-8}$$

Le tableau 1 comporte 6 colonnes. La première contient les nombres quantiques J. Les deux colonnes suivantes donnent d'une part les nombres d'ondes σ_{cP} calculés par Pliva, d'autre part les différences entre ses estimations théoriques et ses résultats expérimentaux σ_{oP}. En colonne 4, nous avons porté les différences entre les valeurs théoriques de Pliva et nos valeurs expérimentales σ_o. Il est déjà intéressant de constater la réduction de ces écarts par rapport à ceux de la colonne précédente. La colonne 5 représente les écarts entre nos valeurs σ_c calculées à partir de nos constantes σ_o, B' - B", D' - D" et nos valeurs expérimentales. On note que par rapport aux précédents, ces écarts sont encore réduits. Enfin la dernière colonne donne les nombres d'ondes expérimentaux tels que nous les avons observés. La figure 24 reproduit en fonction des J des raies de la branche Q l'écart $\sigma_c - \sigma_o$ auquel nous arrivons. Nous avons représenté également sur cette figure les valeurs $\sigma_{cP} - \sigma_{oP}$ différence entre les valeurs théoriques calculées σ_{cP} par J. Pliva et ses valeurs expérimentales σ_{oP}.

La comparaison des écarts quadratiques moyens $\xi = \sqrt{\frac{(\sigma_c - \sigma_o)^2}{n}}$ sur les mêmes raies donne pour le spectre de Pliva

$$\xi\ P = \sqrt{\frac{(\sigma_{oP} - \sigma_{cP})^2}{n}} = 2{,}0.10^{-3}\ cm^{-1}$$

et pour notre spectre $\xi = \sqrt{\frac{(\sigma_o - \sigma_c)^2}{n}} = 1{,}1.10^{-4}\ cm^{-1}$ et donc un rapport $\frac{\xi\ P}{\xi} = 20.$



III-Fig.24 - On représente les écarts entre les valeurs calculées et les valeurs observées (fig.23) de la branche Q de $11^{1}0\text{-}00^{0}0$ de N_2O . Résultats obtenus :

- à l'aide d'un spectromètre à réseau $(\sigma_{cP} - \sigma_{oP})$ [16] ,
- à l'aide de l'interféromètre $(\sigma_c - \sigma_o)$.

Rapport entre les écarts quadratiques moyens : $\varepsilon_{P/\xi} = 20$.

V - CONCLUSION

Pour la première fois, la spectroscopie par Transformation de Fourier a fourni des spectres qui possèdent les trois qualités suivantes :

- grand nombre d'éléments spectraux ($\sim 10^6$)
- très haute résolution ($\delta\sigma = 5.10^{-3}$ cm^{-1})
- mesure de nombres d'ondes dans le vide.

Il nous faut maintenant estimer la précision des mesures absolues que peut fournir la méthode.

D'autre part, dans bien des cas, une connaissance des bandes d'absorption très faibles est impossible, à l'heure actuelle par manque d'une cellule à absorption à grand parcours. Celle-ci est actuellement en construction au Laboratoire A. Cotton. Par ailleurs, une exploration du domaine spectral plus éloigné vers l'infrarouge devient une nécessité pour l'interprétation des bandes fondamentales de vibration-rotation. Aussi, prévoyons-nous l'extension vers 10 μ du domaine de fonctionnement de l'appareil.

Monsieur Amiot m'a tout au long de ce travail prêté son concours et je l'en remercie vivement.

Je remercie également Monsieur Bernard et le personnel du Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire de Paris pour la réalisation du caisson de l'interféromètre.

REFERENCES DU CHAPITRE III

[1] - J. Connes, H. Delouis, P. Connes, G. Guelachvili, J.P. Maillard, G. Michel
Nouv. Rev. d'Opt. App 1970, 1, n° 1 pp. 3.22.

[2] - G. Guelachvili, J.P. Maillard
Aspen Conference on Fourier Spectroscopy, March 1970, 151 - 161
Editeur : G-A- VANASSE AFCRL Bedford Massachusetts USA

[3] - G. Guelachvili, J.P. Landais
Comptes Rendus Acad. Sci. T. 273, p. 541 - 544 1971

[4] - J. Blaise, A. Giachetti
"New results in the arc and spark spectra of Pa"
E. G. A. S. Hannovre 1970

[5] - J. Blaise, H. Delouis, G. Guelachvili, F. Guyon
"Classification du spectre Infrarouge de l'Uranium et unification des systèmes A et B dans le spectre U I"
E. G. A. S. Reading 1971

[6] - O. Labo-Bordowsky
Spectre de Vibration-Rotation de l'Iodure de Méthyle dans la région de 2, 3 μ. Thèse 3ème cycle, Paris 1971

[7] - P. Connes, J. Pinard, G. Guelachvili, J.P. Maillard, C. Amiot, M. L. Grenier Besson, C. Camy-Perret, J.M. Flaud
Journ. Phys. T 33 p. 77 - 1972

[8] - H. Delouis
Aspen Conference on Fourier Spectroscopy, March 1970 145 - 150
Editeur : G-A- VANASSE AFCRL Bedford Massachusetts USA

[9] - P. Connes, G. Michel
Aspen Conference on Fourier Spectroscopy, March 1970 313 - 330
Editeur : G-A- VANASSE AFCRL Bedford Massachusetts USA

[10] - J. Pinard
Thèse Ann. Phys. 1969 T. 4 pp. 147 - 196

[11] - J. et P. Connes
JOSA. Vol. 56 896 - 910 (1966)

[12] - M. Morillon-Chapey - Thèse Orsay
Montage et mise au point d'un spectromètre SISAM. Son utilisation à l'étude du spectre d'absorption du chlorure de Méthyle

[13] - Communication personnelle de M. Morillon-Chapey et C. Betrencourt - Stirnemann

[14] - L. Henry, N. Husson, R. Andia and A. Valentin
J. Mol. Spect. 36, 511 - 520 (1970)

[15] - R.H. Hunt, C.W. Robertson, E.K. Plyler

App. Opt. 6, 1295, (1967)

[16] - Joseph Pliva

J. Mol. Spect 25, 62 - 76 (1968)

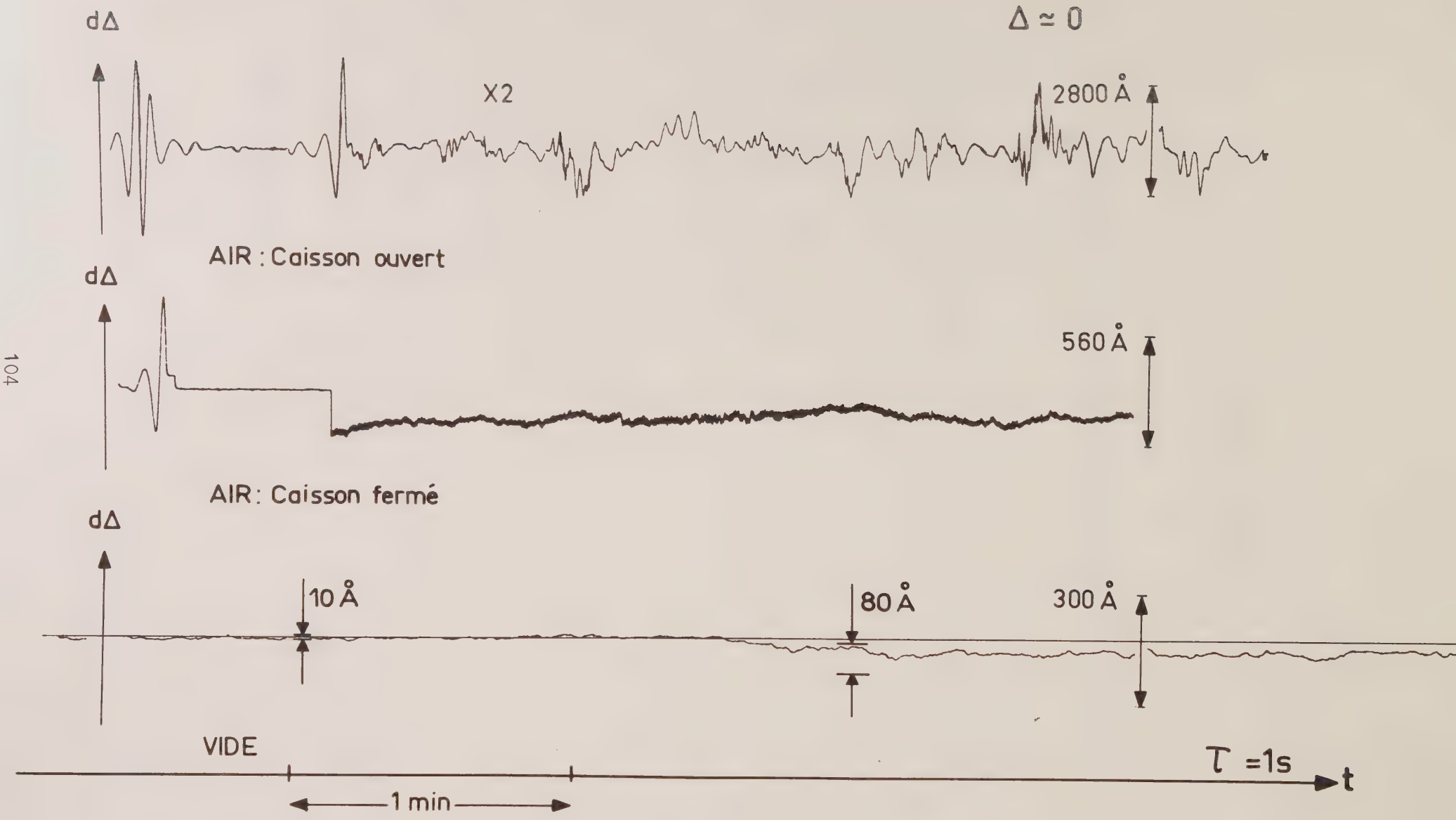
ANNEXE AU CHAPITRE III

Précision sur la différence de marche Δ et turbulence.

Nous avons montré dans ce chapitre les quàlités instrumentales de l'interféromètre, fonctionnant sous vide, par la qualité des spectres enregistrés. Il nous semble utile d'insister ici sur un des avantages de ce fonctionnement sous vide. Il s'agit de la meilleure définition de la différence de marche Δ lors des enregistrements des interférogrammes. Celle-ci est essentiellement due à la disparition des phénomènes de turbulence.

L'illustration de cette amélioration est apportée par la figure 25 sur laquelle nous avons représenté la stabilité de la différence de marche Δ lorsque l'interféromètre est asservi pour trois conditions différentes d'environnement. Le signal représentatif de Δ est celui du 1er point d'un interférogramme de lumière blanche identique à celui de la figure 9. Idéalement cet échantillon est égal à zéro puisque nous utilisons la technique de modulation interne. Nous nous sommes volontairement placé dans les conditions de test les plus défavorables en utilisant un faisceau de lumière blanche couvrant entièrement le collimateur d'entrée de l'interféromètre (*)

(*) voir page suivante



III-Fig. 25 - Fluctuations de Δ dans 3 ambiances différentes de fonctionnement de l'interféromètre. La constante de temps τ = 1 sec. pour les 3 enregistrements et les temps d'observation sont de l'ordre de quelques minutes. La dégradation de la trace inférieure provient de la présence de déformations induites par le sol.

Celui-ci stationne donc à la différence de marche 0 et on observe les écarts à $\Delta = 0$ pour les conditions suivantes.

Trace supérieure : L'interféromètre est dans l'air, le caisson à vide est ouvert. On fait varier Δ de sorte à se placer à $\Delta = 0$ et on maintient l'asservissement sur cette position. L'amplitude des fluctuations du signal est donnée par l'échelle de différence de marche et pic-à-pic elle atteint 2 000 Å.

Trace intermédiaire : L'interféromètre est toujours dans l'air mais le caisson à vide est fermé depuis 5 minutes. L'amélioration de précision du stationnement est évidente. L'échelle de différence de marche est multipliée par 5. L'amplitude pic-à-pic des fluctuations est de l'ordre 150 Å. On constate des effets de variation très lents (de l'ordre de la minute) qui s'expliquent par le peu de temps qu'il s'est écoulé depuis la fermeture du caisson.

Trace inférieure : L'interféromètre est dans le vide et on stationne toujours à la différence de marche zéro. L'échelle verticale est encore multipliée par un facteur 2. On distingue manifestement deux zones qui correspondent aux conditions suivantes. Pendant la première moitié de

---

(*) de la page précédente :

Les conditions de test les plus favorables consisteraient à éclairer ce collimateur de telle sorte que le faisceau de lumière blanche soit dans l'interféromètre le plus proche possible du faisceau de la raie superradiante de référence pour lequel les fluctuations de différence de marche sont automatiquement compensées.

l'enregistrement, l'expérimentateur (Masse 75 Kg) est immobile devant son enregistreur. L'amplitude pic-à-pic des fluctuations est alors de l'ordre de 10 Å . Puis l'expérimentateur se déplace avec précaution dans la salle d'expérience. Le résultat de ce mouvement se traduit par une dégradation de la précision sur la différence de marche dont les fluctuations pic-à-pic atteignent 80 Å . Ceci s'explique par le fait que l'interféromètre et son caisson (quelques tonnes) sont directement posés sur un sol "interférométriquement" douteux.

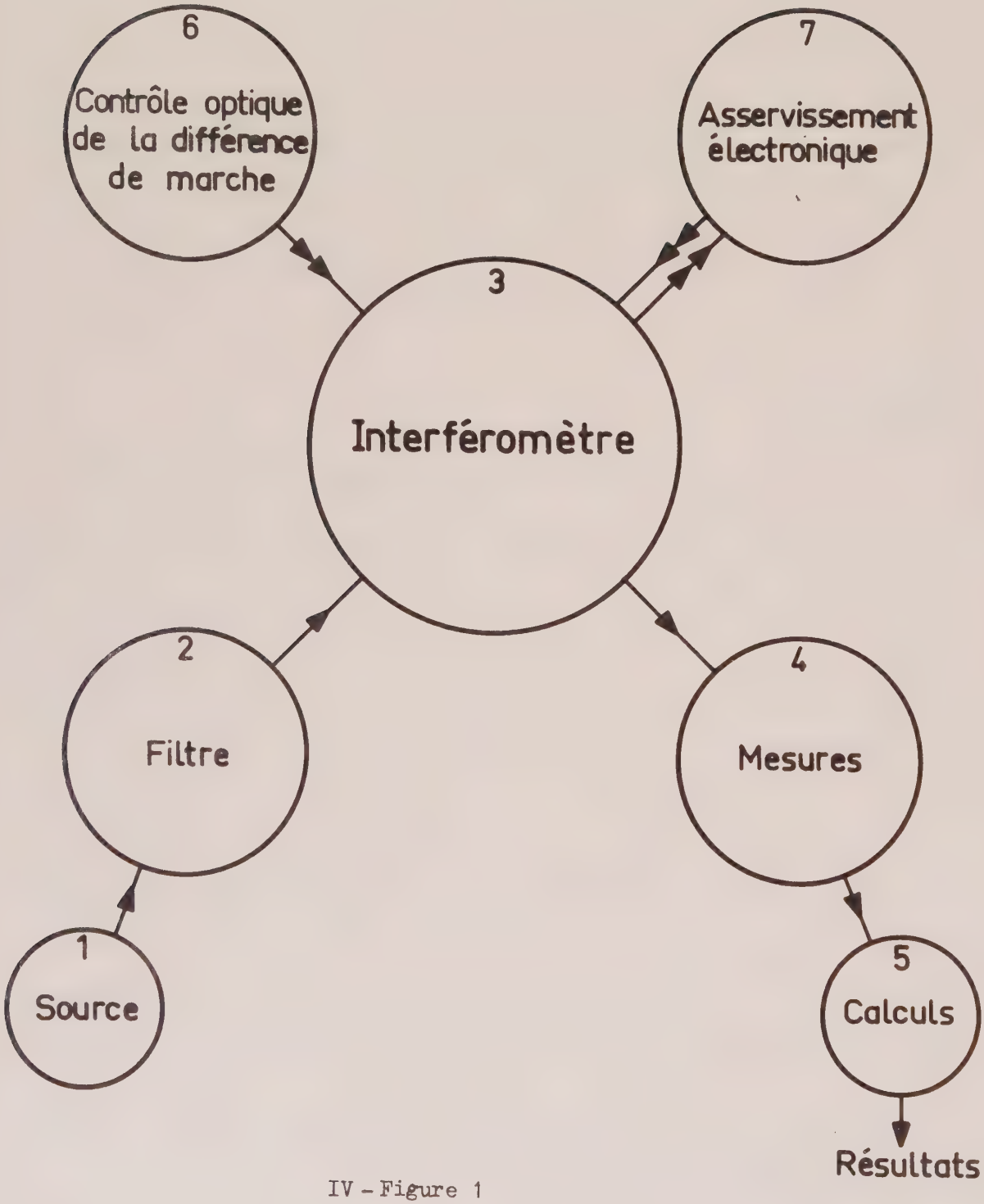
CHAPITRE IV

Erreurs systématiques sur la mesure des nombres d'ondes en Spectroscopie de Fourier.

I Préambule

L'influence du bruit dans les interférogrammes sur les spectres obtenus par Spectroscopie de Fourier a été longuement étudiée ainsi que les principales erreurs de type systématique qui accompagnent la méthode [1][2] . Cependant les études des erreurs systématiques se sont toujours bornées à celles qui étaient le plus généralement rencontrées et dont l'effet était le plus important. La précision des mesures qu'il est désormais possible d'atteindre avec notre appareil et l'élimination par son fonctionnement sous vide des incertitudes dues à l'indice de l'air rendent désormais nécessaire une revue très détaillée des diverses difficultés pouvant intervenir sur la mesure des positions de raies en Spectroscopie de Fourier. C'est ce que nous voulons tenter de faire.

Nous évoquerons donc tous les types d'erreur systématique en n'entrant dans le détail que pour celles qui n'ont pas été traitées par ailleurs. Nous nous limitons comme l'indique le titre de ce chapitre aux effets concernant uniquement la position des raies. Ainsi nous



IV - Figure 1

Représentation symbolique des diverses fonctions nécessaires à la réalisation d'un spectre en Spectroscopie par Transformation de Fourier.

laisserons de côté les perturbations pouvant affecter la forme des raies si elles n'interviennent pas sur leur symétrie. Nous nous contenterons de traiter le cas où le profil analysé est un profil symétrique ce qui rend évidemment simple la définition de sa position, donnée alors comme la valeur du nombre d'ondes qui correspond à la position de son axe de symétrie.

Pour mieux permettre de localiser les erreurs que nous allons passer en revue nous donnons, en figure 1, une représentation symbolique de l'interféromètre tel qu'il fonctionne actuellement et des diverses fonctions nécessaires à l'enregistrement de l'interférogramme. Le faisceau issu de la source (1) traverse le filtre (2) qui en fait une mise en forme pour l'interféromètre, puis l'interféromètre (3) lui même. Derrière celui-ci se trouve la chaîne de mesure (4) . L'interférogramme enregistré sur bande magnétique quitte alors le laboratoire pour être traité dans un centre de calcul (5) qui fournit les résultats.

Parallèlement à cette voie se trouve la partie de contrôle et de commande de l'interféromètre. Celle-ci est constituée par le contrôle optique de la différence de marche (6) qui comprend le tube superradiant, le système à polarisation dans l'interféromètre, et la turbine. L'information sur le signal issu du tube superradiant passe alors à l'asservissement électronique (7) qui l'analyse, la met en forme et contrôle ainsi la différence de marche Δ . Cet asservissement commande également la variation de Δ suivant une loi programmable à l'avance et dont l'échelle de temps est donnée par la fréquence de rotation de la turbine qui joue ainsi le rôle d'horloge.

Les divers ensembles de la figure 1 présentent tous la possibilité d'être à l'origine d'erreurs systématiques. Celles-ci peuvent être soit spécifiques à l'un de ces ensembles, soit en recouvrir plusieurs.

Parmi les erreurs systématiques possibles il faut d'abord citer les effets instrumentaux bien connus dont l'origine est soit l'interféromètre lui-même (3) , soit les interfaces entre l'interféromètre (3) et la source (1) d'une part, l'interféromètre (3) et les récepteurs (4) d'autre part. Ces effets peuvent provenir de la dimension fini du diaphragme d'entrée T et de son décentrement par rapport au centre des anneaux à l'infini, ainsi que des déréglages optiques divers et des effets chromatiques éventuels.

L'ensemble (6) tient évidemment dans l'évocation des erreurs systématiques un rôle important. Il reprend sur la raie de référence tous les effets précédents auxquels il faut ajouter les effets dus à l'incertitude sur la valeur du nombre d'ondes de cette raie et leur influence sur l'étalonnage de Δ , ainsi que les effets éventuels provenant d'une imperfection du système à polarisation.

Les effets de dérive et de traînage nous paraissent être pour l'essentiel ceux dont l'origine est l'ensemble (7) .

L'ensemble (4) qui fait intervenir les techniques de mesures aura aussi sa place particulière et nous y retrouvons la stabilité de la fréquence d'horloge, l'influence de l'opérateur lors du "démarrage" de l'interférogramme ainsi que les problèmes liés à la dynamique des récepteurs.

Il faut également citer ce que nous appelons l'effet de filtre qui

tient compte de la réponse spectrale des ensembles (1), (2), (3), (4) .

Nous dirons aussi un mot des problèmes de calcul qui interviennent par la précision des techniques employées aux niveau de la transformation de Fourier et du pointé des raies.

L'exposé détaillé des diverses causes et effets d'erreurs systématiques suivra l'ordre que nous avons choisi pour cette revue rapide. Dans la mesure du possible il tiendra compte de toute cause dont l'effet est d'altérer systématiquement la différence de marche lors de l'enregistrement de l'interférogramme et du calcul de sa transformée de Fourier. En effet toute erreur sur la mesure des nombres d'ondes en Spectroscopie de Fourier provient nécessairement d'une erreur sur la différence de marche. De même toute mesure absolue de nombre d'ondes nécessite une mesure absolue de la différence de marche.

Chaque paragraphe comprendra une application numérique qui tiendra compte des conditions instrumentales propres à notre appareil. Ces applications numériques donnent les limitations actuelles de la précision de nos mesures de nombres d'ondes. Elles ne doivent pas être considérées comme des limitations fondamentales.

II - Erreurs systématiques pouvant provenir de l'interféromètre et de ses adaptations à l'entrée et à la sortie.

Nous décrivons ces erreurs dans les 6 paragraphes suivants. Les 4 premiers de ces paragraphes (A, B, C, D) traitent les erreurs dont l'origine est l'interféromètre lui-même, alors que E est consacré à l'adaptation à l'entrée et F aux effets conjugués d'adaptation à l'entrée et à la sortie.

A - Diaphragme d'entrée fini.

En général l'interféromètre de Michelson est éclairé au moyen d'un miroir collimateur au foyer duquel se trouve le diaphragme d'entrée T qui est en fait le diaphragme à l'infini. Nous ne reviendrons pas ici sur les calculs qui conduisent à la correction de cet effet [1],[2]. Rappelons que l'étendue non nulle du faisceau reçu par l'interféromètre entraîne une modification de la différence de marche dont la valeur moyenne Δ' devient inférieure à celle mesurée Δ sur l'axe de l'interféromètre. La conséquence de cette modification est double. Elle affecte d'une part la forme, d'autre part la position des raies.

Le spectre est en effet alors convolué par la fonction rectangle "diaphragme" de largeur $\delta\sigma$ telle que σ_0 étant le nombre d'ondes de l'élément spectral concerné

$$\delta\sigma = \frac{\sigma_0 \, \Omega}{2\pi} \qquad (1)$$

(Ω angle solide sous lequel on voit T à partir du collimateur d'entrée)

et l'élément spectral σ_0 est déplacé en σ_T vers les courts nombres d'ondes. On a :

$$\sigma_0 - \sigma_T = \frac{\sigma_0 \, \Omega}{4\pi} \qquad (2)$$

L'illustration de ces effets est donné par la figure 5 page 129 où la raie monochromatique T_0 est transformée en fonction rectangle T_1.

Pour tout enregistrement il faudra donc adapter l'étendue Ω à la différence de marche maximum désirée Δ_M suivant la relation (*) :

$$\Omega \, \sigma \, \Delta_M = 2\pi \qquad (3)$$

et toute mesure de nombres d'ondes devra tenir compte de (2). Il y aura erreur systématique $d\sigma$ si Ω est connue de façon imprécise. Si $d\Omega$ représente l'erreur sur Ω alors :

$$\frac{d\sigma}{\sigma_0 - \sigma_T} = \frac{d\Omega}{\Omega} \qquad (4)$$

Application Numérique :

Si r représente le rayon de T, et f la distance focale du collimateur d'entrée,

$$\Omega = \pi \frac{r^2}{f^2}$$

(*) On peut considérer qu'il est inutile de poursuivre l'enregistrement de l'interférogramme dès que la différence de marche maximum Δ_M est atteinte pour laquelle T couvre un anneau complet à l'infini. Dans ces conditions on a $\frac{D_n \, i^2}{2} = \lambda$ (i rayon angulaire de T) d'où découle la formule (3). Remarquons que d'après (1) la largeur de la fonction rectangle est alors $\frac{1}{\Delta_M}$, largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil apodisée.

En supposant les erreurs dr et df sur les mesures de r et f (4) se transforme en :

$$\frac{d\sigma}{\sigma_0 - \sigma_T} = 2\left[\frac{dr}{r} + \frac{df}{f}\right]$$

ou encore d'après (2) en

$$\frac{d\sigma}{\sigma_0} = \frac{r}{2f^2}\left[dr + r\frac{df}{f}\right] \qquad (5)$$

Ainsi l'imprécision sur la correction de l'effet de diaphragme sera d'autant plus grande que r et $\frac{1}{f}$ seront grands.

Pour notre interféromètre f = 2 m . Soit $\sigma_0 = 10\ 000\ cm^{-1}$ et $\Delta_M = 200$ cm la différence de marche maximum désirée. Alors d'après (3) :

$$r = \frac{f\sqrt{2}}{\sqrt{\sigma\Delta_M}} = 2 \text{ mm}$$

et en conséquence $\sigma_0 - \sigma_T = 2{,}5\ 10^{-3}\ cm^{-1}$ ce qui n'est pas du tout négligeable et correspond en valeur relative $\frac{\sigma_0 - \sigma_T}{\sigma_0}$ à $2{,}5\ 10^{-7}$.

On peut admettre que l'erreur $\frac{df}{f}$ est bien plus petite que l'erreur $\frac{dr}{r}$ et que dr est connu à $\pm$ 0,1 mm . Il en résulte une imprécision $d\sigma \simeq \pm\ 0{,}2\ 10^{-3}\ cm^{-1}$ soit en valeur relative

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \pm\ 2\ 10^{-8}$$

Si on veut atteindre une erreur relative de l'ordre de $\pm\ 3\ 10^{-9}$ soit l'erreur accompagnant le standard de longueur on est donc conduit dans l'état actuel de notre interféromètre d'une part à une mesure très précise du rayon r et d'autre part à une limitation

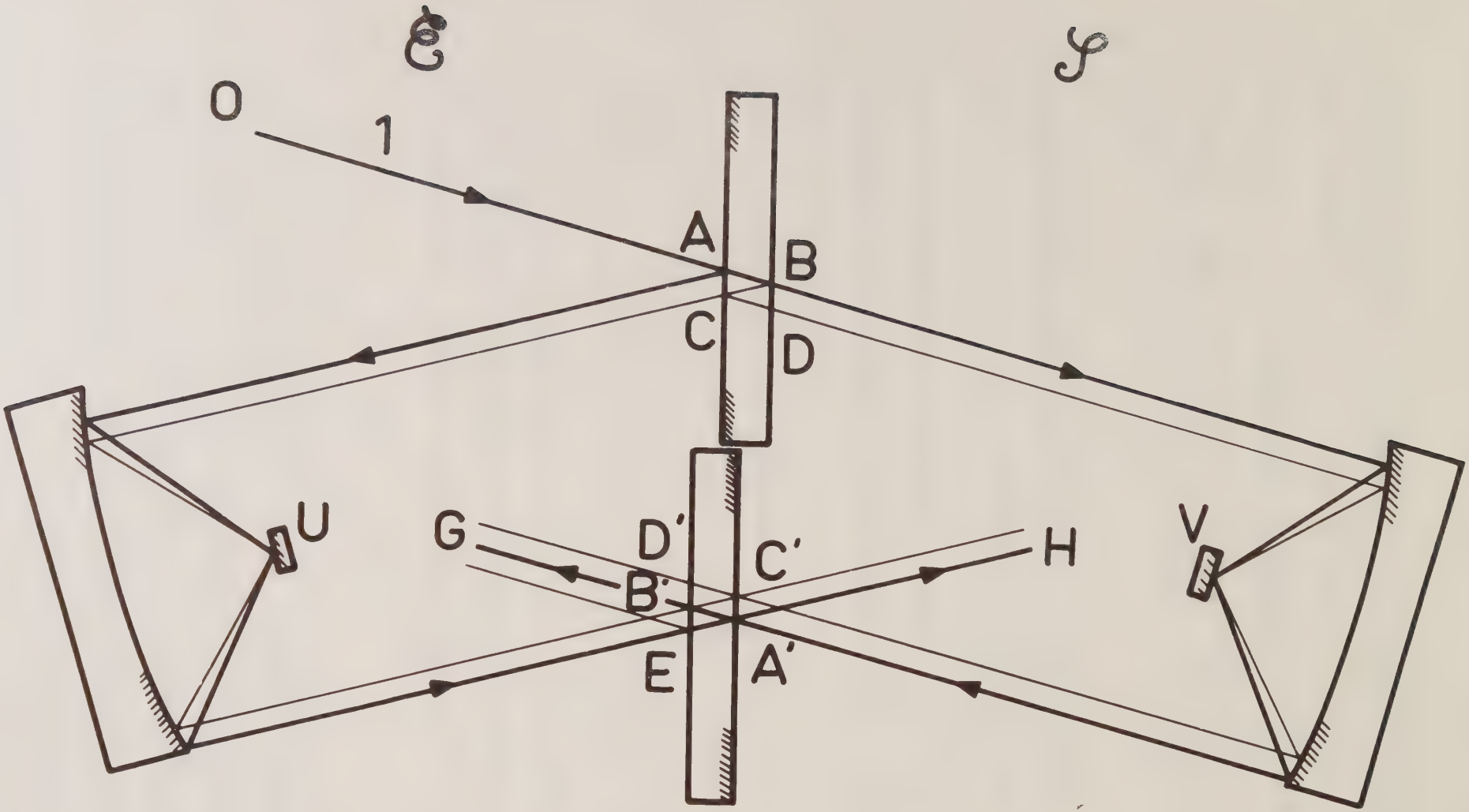
maximum de r . (*)

Le même phénomène se produit évidemment sur la raie de référence et s'il a pour effet de réduire la valeur $\sigma_0 - \sigma_T$ il présente malheureusement la propriété d'augmenter l'incertitude de $d\sigma$ sur la connaissance de $d\sigma$, qui devient pour des conditions identiques de mesures de r et de f sur les deux voies plus grandes d'un facteur $\sqrt{2}$.

B - Interférogrammes parasites induits par les réflexions sur la seconde face de la séparatrice :

Il s'agit là d'un phénomène qui dépend essentiellement de l'existence d'une réflexion des faisceaux sur la seconde face des lames diviseuse et mélangeuse de l'interféromètre. La grandeur du rayon angulaire $\frac{r}{f}$ du trou d'entrée T joue un rôle sur la mise en évidence de ce phénomène qui devient d'autant plus apparent sur les spectres que $\frac{r}{f}$ devient petit par rapport au diamètre angulaire des anneaux à l'infini donnés par les lames. Si $\frac{r}{f}$ augmente ces interférogrammes parasites vont disparaissant mais simplement parce qu'ils deviennent alors la somme d'interférogrammes parasites élémentaires de phases quelconques donnant ainsi un interférogramme parasite résultant d'amplitude nulle.

(*) Nous verrons plus loin, page 169 que cette conclusion dépend de la méthode employée pour la mesure de nombres d'ondes. De toute façon un allongement de la focale f du collimateur d'entrée, voir formule (5) permet de réduire ce type d'erreur.



IV- Figure 2

Interféromètre : En traits forts les rayons donnant l'interférogramme principal. En traits légers le système de rayons parasites créés par la réflexion vitreuse r_v sur la deuxième face des lames diviseuse et mélangeuse. On ne retient que les rayons d'amplitude égale au moins à r_v^2 .

1) Origine

Nous avons représenté sur la figure 2 l'interféromètre par ses lames diviseuse et mélangeuse et par ses deux oeils-de-chat. Le faisceau entre par le côté $\mathcal{E}$ et il est recueilli sur les deux sorties G et H dont on fait la différence pour obtenir l'interférogramme. Le faisceau principal en trait fort est accompagné de faisceaux secondaires qu'on a retenus si leur amplitude est supérieure à r_v^2 , r_v représentant le coefficient de réflexion vitreuse en B, D, E, B', D', pour l'amplitude sur la face non traitée des deux lames. Soit e et n l'épaisseur et l'indice de ces lames attaquées sous incidence i par le faisceau d'entrée.

On peut montrer que les diverses combinaisons possibles de faisceaux interférents conduisent à l'existence de deux interférogrammes parasites dont la différence de marche zéro est située par rapport à la différence de marche 0 de l'interférogramme principal, à $\pm \delta_L$ avec $\delta_L \simeq 2\,n$ $\delta_L \simeq 2\,n\,e\cos\frac{i}{n}$. On voit que ces interférogrammes sont chromatiques puisque n est une fonction de σ .

Comment ces interférogrammes vont-ils se traduire en termes d'erreurs systématiques et quelles corrections sera-t-il possible d'apporter?

2) Effets

Nous ferons la supposition (*) que l'interférogramme enregistré peut s'écrire sous la forme :

$$I(\Delta) + \alpha_1 I(\Delta - \delta_L) + \alpha_2 I(\Delta + \delta_L)$$

où α_1 et α_2 sont des coefficients numériques plus petits que 1 dépendants des divers coefficients de réflexion et de transmission des lames de la séparatrice.

Ainsi le calcul de Transformation de Fourier qu'on croit effectuer seulement sur $I(\Delta)$, est représenté par

$$B(\sigma) = \int_0^{\Delta_M} [I(\Delta) + \alpha_1 I(\Delta-\delta_L) + \alpha_2 I(\Delta+\delta_L)] \cos 2\pi\sigma\Delta \, d\Delta$$

où Δ_M représente la différence de marche maximum.

$$B(\sigma) = \int_0^{\Delta_M} I(\Delta) \cos 2\pi\sigma\Delta \, d\Delta + \int_0^{\Delta_M} \alpha_1 I(\Delta-\delta_L) \cos 2\pi\sigma\Delta \, d\Delta + \int_0^{\Delta_M} \alpha_2 I(\Delta+\delta_L) \cos 2\pi\sigma\Delta \, d\Delta$$

Posons $B(\sigma) = B_1(\sigma) + B_2(\sigma) + B_3(\sigma)$ et identifions.
Après calcul on arrive à :

(*)Il est également théoriquement possible d'observer un interférogramme à $2\delta_L$ (interférences entre EG et C'G de la figure 2). En pratique nous ne l'avons jamais constaté sur les enregistrements d'interférogrammes et en conséquence nous n'en tenons pas compte. Ceci ne modifie d'ailleurs en rien les considérations générales que nous faisons sur la question.

$$B_1(\sigma) = b(\sigma) * \frac{\sin 2\pi\sigma\Delta_M}{2\pi\sigma\Delta_M}$$

$$B_2(\sigma) = \alpha_1\ b(\sigma)[\cos 2\pi\sigma\delta_L * \frac{\sin 2\pi\sigma\Delta_M}{2\pi\sigma\Delta_M} - \sin 2\pi\sigma\delta_L * \frac{\cos 2\pi\sigma\Delta_M - 1}{2\pi\sigma\Delta_M}]$$

$$B_3(\sigma) = \alpha_2\ b(\sigma)[\cos 2\pi\sigma\delta_L * \frac{\sin 2\pi\sigma\Delta_M}{2\pi\sigma\Delta_M} + \sin 2\pi\sigma\delta_L * \frac{\cos 2\pi\sigma\Delta_M - 1}{2\pi\sigma\Delta_M}]$$

où * représente un produit de convolution et $b(\sigma)$ le spectre réel présent à l'entrée de l'interféromètre.

Le spectre calculé se met finalement sous la forme :

$$B(\sigma) = b(\sigma) * \frac{\sin 2\pi\sigma\Delta_M}{2\pi\sigma\Delta_M} + b(\sigma)[\alpha_1+\alpha_2] \cos 2\pi\sigma\delta_L * \frac{\sin 2\pi\sigma\Delta_M}{2\pi\sigma\Delta_M} \qquad (6)$$

$$+ b(\sigma)[\alpha_2-\alpha_1] \sin 2\pi\sigma\delta_L * \frac{\cos 2\pi\sigma\Delta_M - 1}{2\pi\sigma\Delta_M}$$

La fonction d'appareil attendue, représentée par le premier terme de (6), est donc déformée par l'addition de deux termes supplémentaires dont les amplitudes sont des fonctions périodiques et σ, déphasées l'une par rapport à l'autre de $\pi/2$, de même période $\frac{1}{\delta_L}$. Le premier de ces deux termes parasites est convolué par une fonction symétrique et l'autre par une fonction antisymétrique.

La mise en évidence de ces phénomènes d'interférences parasites sur les spectres enregistrés sera plus aisée pour les spectres d'absorption. En effet leur fond continu sera affecté alors par une modulation quasi-sinusoïdale, une cannelure dont l'amplitude relative du fond continu vaudra $\alpha_1 + \alpha_2$ et dont la période sera $\frac{1}{\delta_L}$ (voir figure 3). Bien entendu dans le cas de spectres d'émission cette cannelure et son influence sur la position des raies existent également mais elle est plus "dangereuse" car elle peut alors passer inaperçue.

Pour examiner l'influence sur le spectre de ces effets et leur correction nous ferons la distinction entre le cas $\alpha_1 = \alpha_2$ et $\alpha_1 \neq \alpha_2$.

3) Correction

a) $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$

Cela signifie que l'interféromètre est parfaitement symétrique, et que la séparatrice ne présente pas d'absorption.

Dans la formule (6) le troisième terme disparaît et la perturbation sur la position des raies sera exprimée alors par l'addition de :

$$2\alpha \quad b(\sigma) \cos 2\pi\sigma\delta_L * \frac{\sin 2\pi\sigma\Delta_M}{2\pi\sigma\Delta_M}$$

du spectre attendu. Ce terme représente le spectre $b(\sigma)$ multiplié par la fonction $2\alpha \cos 2\pi\sigma\delta_L$ et convolué par une fonction sinc qui est donc symétrique. Cette convolution aura une influence sur la forme de la raie, mais pas sur leur position sur laquelle par contre le terme $2\alpha \cos 2\pi\sigma\delta_L$ va intervenir. En effet si la raie mesurée se trouve sur un fond continu de pente non nulle, son nombre d'onde sera évidemment décalé. Ce décalage est analysé en page 166 dans le paragraphe VI de de chapitre sous le nom d'effet de filtre.

La correction la plus simple à appliquer pour les spectres d'absorption revient à éliminer la cannelure ce qui peut être fait de deux façons. Le premier procédé consiste à enregistrer un interférogramme de la source blanche traversant la cuve à absorption vide de gaz d'en tirer un spectre "blanc" qui servira pour diviser le spectre contenant l'information. Le second procédé beaucoup plus simple se sert du fait

que dans l'interférogramme à la différence de marche δ_L il existe un ensemble d'échantillons relativement très intenses par rapport à la valeur moyenne locale de l'interférogramme (voir figure 9 du chapitre V page 205) . Ce sont ces échantillons qui provoquent dans le spectre une cannelure dont la fréquence est de l'ordre de $\frac{1}{\delta_L}$. En les éliminant de l'interférogramme avant le calcul de transformation de Fourier on fait disparaître la cannelure.

Ce second procédé est facile à mettre en oeuvre et ne nécessite pas l'enregistrement de 2 interférogrammes. Il suffit pour l'élimination des erreurs systématiques provenant d'une pente variable du fond continu, d'autant plus qu'il est aisé de vérifier sur le spectre calculé à partir de l'interférogramme modifié que la cannelure a disparu.

Pour un spectre d'émission le problème est moins facile à résoudre. Seule la première des deux solutions proposées plus haut peut convenir. Elle suppose que cet effet a d'une part été détecté, et que d'autre part il est stable.

Concluons en disant que pour $\alpha_1 = \alpha_2$ on est dans un cas identique à celui qui consiste à enregistrer un interférogramme d'une source séparée de l'interféromètre par une lame à faces parallèles donnant un spectre cannelé.

b) $\underline{\alpha_1 \neq \alpha_2}$

On suppose ici que les lames diviseuse et mélangeuse sont absorbantes ou recouvertes d'une couche absorbante. (*)

(*) voir page suivante

L'effet que nous avons évoqué au paragraphe précédent subsiste évidemment et le même traitement permettra son élimination. Il serait cependant alors illusoire de se croire à l'abri d'erreurs sur la mesure des nombres d'ondes. En effet le 3ème terme de la formule (6), significatif d'une convolution du spectre par une fonction antisymétrique donne alors de l'importance aux détails à haute résolution contenus dans les interférogrammes parasites.

Ce terme

$$(\alpha_2 - \alpha_1)\ \ b(\sigma)\ \sin 2\pi\sigma\delta_L\ *\ \frac{\cos 2\pi\sigma\Delta_M - 1}{2\pi\sigma\Delta_M}$$

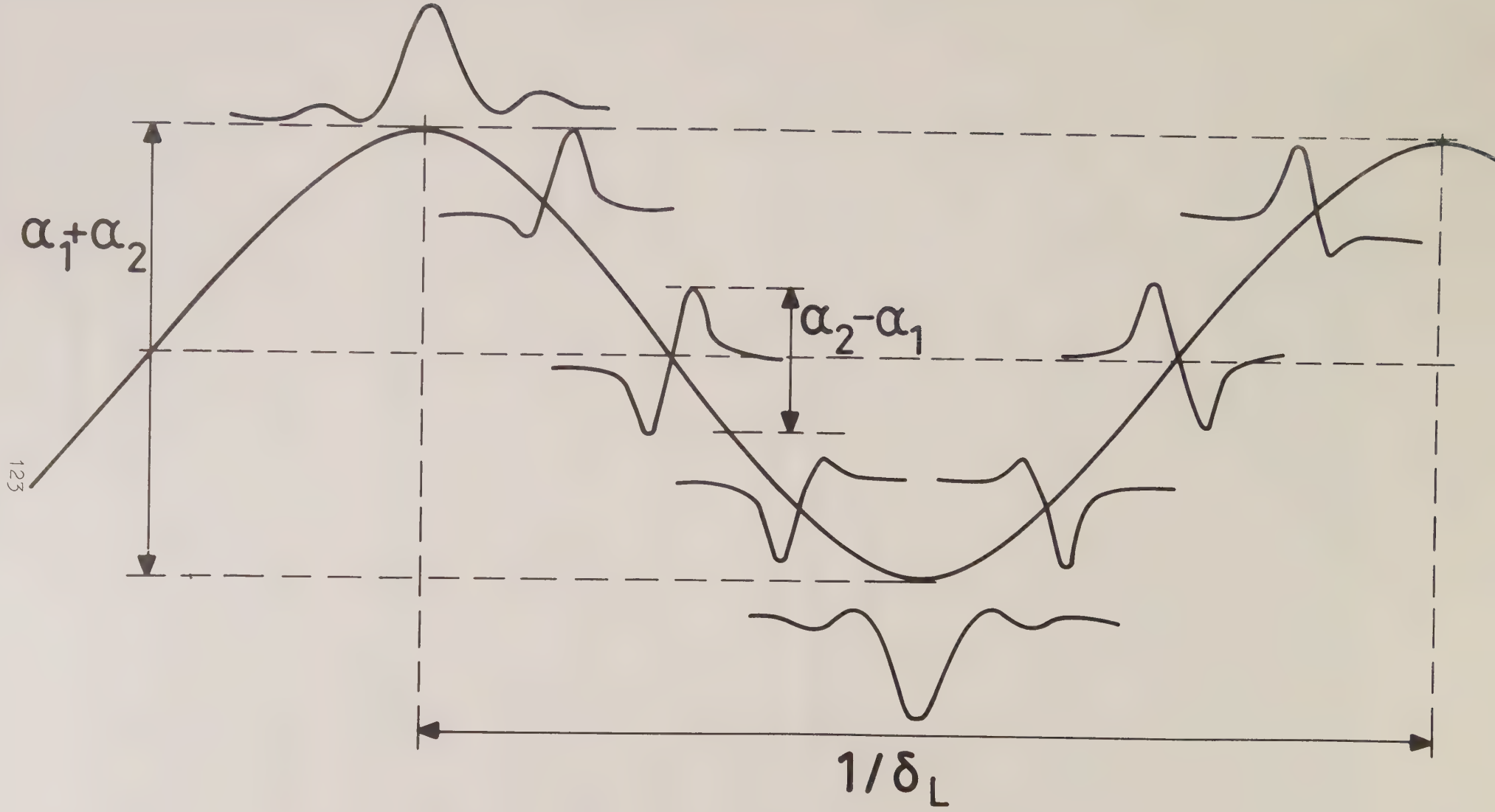
comprend également un facteur de modulation $(\alpha_2 - \alpha_1)\ \sin\ 2\pi\sigma\delta_L$ qui montre que l'effet de perturbation sur les formes des raies sera fonction de la position de ces raies sur la cannelure.

La figure 3 décrit le comportement en fonction de sa position sur la cannelure de la fonction d'appareil parasite issue des deux derniers termes de la formule (6). Cette fonction roule sur elle-même de sorte à se trouver identique après une période. Elle est symétrique aux extrêma , et antisymétrique aux points d'inflexion. Dans l'hypothèse où on supprime le second terme de (6) par l'élimination des échantillons

---

(*) Note de la page précédente

Ce n'est pas le cas de notre séparatrice en Infrasil recouverte d'une couche de Silicium. Par contre dans l'infrarouge au dessus de 40 μ ou dans l'U.V. en dessous de 2000 $\mathring{A}$ il devient très difficile ou impossible de trouver des matériaux de bonne transparence.



IV - Figure 3

Forme de la fonction d'appareil parasite ajoutée à la fonction symétrique de hauteur unité issue de l'interférogramme principal, en fonction de sa position relative par rapport à la cannelure. α_1 et α_2 sont donnés en fonction des divers coefficients de réflexion et de transmission des deux faces des lames diviseuse et mélangeuse.

intenses à δ_1. Il faudrait alors représenter le phénomène en éliminant la cannelure de la figure 3 et en mettant à la place de la fonction d'appareil de symétrie variable, une fonction d'appareil parasite toujours antisymétrique mais d'amplitude variable, nulle aux extrêma et maximum aux points d'inflexion.

La correction d'un effet de ce genre semble être pratiquement impossible. Ceci est dû au fait que les interférogrammes parasites sont chromatiques et ne présentent que de très loin une ressemblance avec l'interférogramme principal. On n'a donc pas la possibilité de créer à partir de l'interférogramme principal un interférogramme parasite de correction, identique et de signe opposé qu'on ajouterait avec la phase correcte à l'interférogramme parasite réel de sorte à avoir une somme nulle.

Il semble que la seule façon d'éviter ce type de perturbation soit de travailler avec un diaphragme T plus grand. L'idéal est évidemment d'avoir une séparatrice non absorbante, ou alors d'éviter par un moyen approprié les réflexions sur la seconde face de la séparatrice.

C - <u>Décentrage du diaphragme d'entrée par rapport aux anneaux à l'infini.</u>

Le paragraphe A supposait que le diaphragme T était centré sur l'axe principal de l'interféromètre. Dans le cas contraire un autre type de correction devient nécessaire puisqu'alors l'altération de la différence de marche se formule de façon différente. Le calcul complet de cet effet tenant compte à la fois d'un décalage angulaire du centre

de T par rapport à l'axe de l'interféromètre et d'un diaphragme I fini conduit à des intégrales difficiles à résoudre sans passer par un traitement numérique. Le cas d'un décalage faible par rapport au diamètre de T peut se traiter en première approximation. J. PINARD l'a calculé dans la thèse [2] et nous n'y revenons pas.

Nous examinons le cas d'un décalage quelconque du diaphragme I entrée par rapport aux anneaux à l'infini et montrons l'effet qu'il en résulte sur la forme des raies.

1) Effets

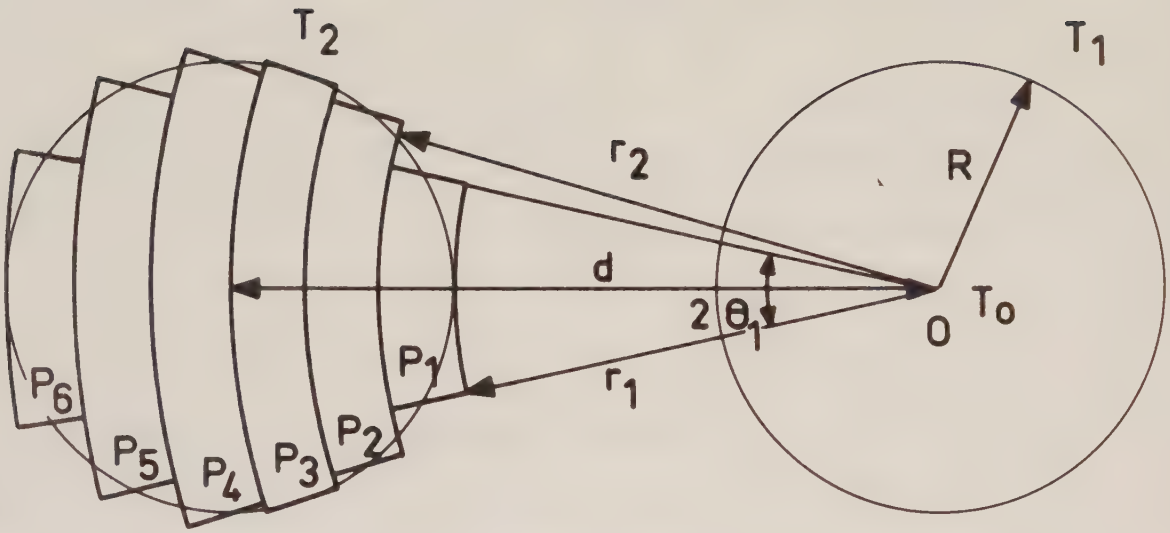
Dans le cas d'un décalage i quelconque et d'un diamètre angulaire de T nul alors le seul effet observé est un décalage $d\sigma$ de la fréquence σ de la raie mesurée tel que :

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{i^2}{2}$$

La figure 4 représente le plan focal du collimateur d'entrée de distance focale f, sur lequel O marque l'axe de symétrie de l'interféromètre, T_0 le diaphragme centré de rayon nul, T_r le diaphragme centré circulaire de rayon r et T_r le même diaphragme, décentré de i par rapport à O (*). Nous avons approché grossièrement la forme

---

(*) Le cas de figure qui correspond à un décalage exagéré a été choisi pour des raisons de commodité de présentation. Le traitement et les résultats auxquels nous arrivons sont valables quelle que soit l'amplitude du décalage.



IV - Figure 4

Plan focal du collimateur d'entrée de l'interféromètre dont l'axe de symétrie passe par O. On décale le diaphragme d'entrée de T_1 en T_2 et on approche la surface de T_2 par les surfaces P_n qui serviront à apprécier l'effet d'un décentrage de T sur le spectre.

de T_2 en traçant les surfaces P_1, ..., P_6. Ces surfaces sont limitées par des arcs de cercles dont le centre est 0 et par des segments de droite tous égaux entre eux dont le prolongement passe par 0.

La formulation de l'effet introduit par de tels diaphragmes d'entrée sur la fonction d'appareil est alors simple. Soit r_1 et r_2 les rayons des deux arcs de cercle limitant P_1, et $2\theta_1$ l'angle formé par les deux autres côtés de P_1. Supposons qu'à travers P_1 on éclaire l'interféromètre avec une source monochromatique de nombre d'ondes σ_0. Pour un secteur élémentaire de forme identique à P_1 situé à r de 0 la différence de marche Δ' dans l'interféromètre est :

$$\Delta' = \Delta \cos \frac{r}{f} \simeq \Delta\left(1 - \frac{r^2}{2f^2}\right)$$

avec Δ = différence de marche sur l'axe de l'interféromètre.

L'interférogramme $I(\Delta)$ obtenu avec P_1 comme diaphragme d'entrée s'écrit donc :

$$I(\Delta) = \int_{r_1}^{r_2} \int_{-\theta_1}^{+\theta_1} I_0 \cos 2\pi\sigma_0\Delta\left(1 - \frac{r^2}{2f^2}\right) r \, dr \, d\theta$$

ce qui donne après calcul

$$I(\Delta) = I_0(r_2^2 - r_1^2)\,\theta_1 \frac{\sin 2\pi\sigma_0\Delta\dfrac{(r_2^2 - r_1^2)}{4f^2}}{2\pi\sigma_0\Delta\dfrac{(r_2^2 - r_1^2)}{4f^2}} \times \cos 2\pi\sigma_0\Delta\left[1 - \frac{r_1^2 + r_2^2}{4f^2}\right] \quad (7)$$

La Transformée de Fourier de $I(\Delta)$ donnera donc :

- un nombre d'ondes σ décalé par rapport à σ_0 de $d\sigma$ tel que

$$\frac{d\sigma}{\sigma_0} = \frac{r_1^2 + r_2^2}{4f^2}$$

- une fonction d'appareil convoluée par un rectangle de largeur $\Delta\sigma$ donnée par

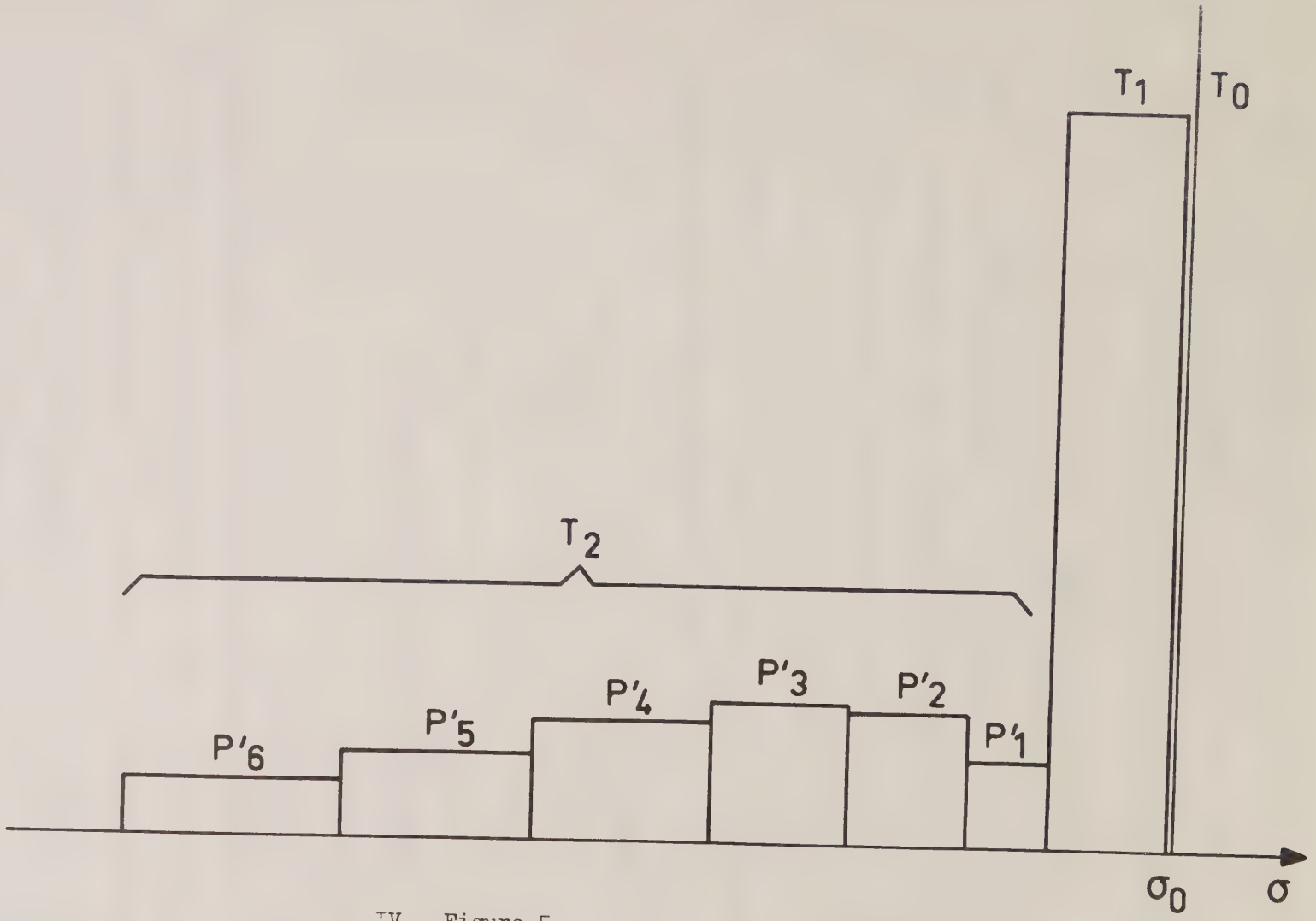
$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{2(r_2^2 - r_1^2)}{4f^2}$$

et d'amplitude proportionnelle à $(r_2^2 - r_1^2)\theta_1$ c'est-à-dire à la surface de P_1 (*).

Pour avoir l'effet résultant sur la fonction d'appareil lorsque le diaphragme d'entrée est circulaire il suffit de considérer que celui-ci est donné en première approximation par l'addition des effets des surfaces P_n de la figure 4. Nous supposerons également que la fonction d'appareil convoluée par la fonction rectangle est un pic de Dirac. La figure 5 représente les effets sur le spectre des diaphragmes T_0, T_1, T_2 de la figure 4 dans l'hypothèse où les deux diaphragmes sont tangents. En ce qui concerne T_2 chaque rectangle P'_n a sa surface proportionnelle à la surface P_n correspondante de T_2 et la somme des surfaces des P'_n est évidemment égale à celle du rectangle correspondant à T_1.

La figure 5 permet de constater que le décalage en fréquence est accompagné d'un effet de dissymétrie qui étire la base de la raie vers le les petits nombres d'ondes. Cet effet présente toujours le même signe.

(*) Il suffit bien entendu de changer les bornes d'intégration, en posant $r_1 = 0$ et $\theta_1 = -\pi$ $\theta_2 = +\pi$ pour retrouver les résultats de la page 113.



IV - Figure 5

Spectre de la raie monochromatique σ_0 avec une résolution infinie dans les 3 cas suivants :

T_0 : diaphragme d'entrée centré infiniment fin.

T_1 : diaphragme d'entrée centré de rayon R .

T_2 : diaphragme d'entrée de rayon R décentré de 2R.

Il est en général très petit si on prend la précaution d'un réglage préalable à tout enregistrement. Il est impossible à corriger et on peut seulement donner un ordre de grandeur de l'erreur qu'il entraîne.

2) Application numérique

On peut estimer le centrage de T fait avec une erreur de l'ordre du 1/10 du diamètre angulaire du premier anneau observé pour une différence de marche de 1 mètre avec la longueur d'onde de réglage de 6 328 $\mathring{A}$. Ce diamètre angulaire i vaut dans ces conditions $1,5\ 10^{-3}$.

L'effet de dissymétrie sera extrêmement faible et négligeable et seul le décalage de nombre d'onde aura une importance. Dans l'hypothèse d'un trou d'entrée très petit on obtient

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \simeq \frac{(i/10)^2}{2} \simeq 10^{-8}$$

D - Qualité optique de l'interféromètre :

1) Miroirs

Les imperfections des miroirs de l'interféromètre jouent évidemment un rôle sur la définition de la différence de marche. Ces imperfections provoqueront une perte de la profondeur de modulation dans l'interférogramme (et donc une diminution du rapport signal sur bruit) d'autant plus importantes que les défauts relativement à la longueur d'onde observée seront grands. On peut montrer [1] que l'effet de ces défauts se traduit par une convolution de l'interférogramme par une fonction "défaut" . Ceci revient à effectuer un filtrage passe-bas sur le spectre.

On retrouve donc sur les positions des raies l'effet de filtre qu'on traite plus loin en page 166.

Il est d'autre part essentiel que la différence de marche zéro à partir de laquelle on commence l'interférogramme soit déterminée par le faisceau de la source analysée. Si cette différence de marche est donnée par un faisceau auxiliaire (lumière blanche par exemple) ne couvrant pas la même section de l'interféromètre il peut se produire une erreur sur la détermination de la différence de marche zéro qui joue un rôle (voir V,B page 164) sur la forme des raies. Cet effet n'existe pas pour nos enregistrements pour lesquels la différence de marche zéro est détectée à partir du signal de mesure.

2) Séparatrice - Interféromètre non symétrique.

Les effets introduits par une imperfection (inégalité d'épaisseur, couche semi-réfléchissante irrégulière) des lames séparatrice-compensatrice (diviseuse et mélangeuse) dans notre cas se traduiront par des effets chromatiques sur la forme des raies dont le nombre d'ondes sera affecté. On peut citer ici également les configurations non symétrique d'interféromètre, présentant un nombre de réflexions différent sur chacun des bras , (ce n'est pas le cas de notre appareil) qui seront à l'origine de mêmes effets.

Il faut dès à présent distinguer les effets chromatiques qui transformeront Δ, différence de marche géométrique entre les rayons interférents, en $\Delta'(\sigma)$ telle que

$$\Delta'(\sigma) = N(\sigma)\,\Delta + \Delta_0(\sigma) \qquad (8)$$

où $N(\sigma)$ et $\Delta_0(\sigma)$ sont des termes dépendants du nombre d'onde σ intervenant sur Δ de façon multiplicative pour le premier, additive pour le second.

Les effets traités dans ce paragraphe sont des effets additifs qui présentent la possibilité d'être aisément corrigés. Les effets multiplicatifs (indice de l'air par exemple) sont examinés au III B en page 153 .

Si $n(\sigma)$ est l'indice du matériau des lames diviseuse et mélangeuse (*) d'épaisseurs respectives e_D et e_M on peut montrer que

$$\Delta_0(\sigma) = n(\sigma)\ (e_D - e_M) \qquad (9)$$

La différence de marche zéro n'est plus définie alors que pour un nombre d'onde bien déterminé si $e_D \neq e_M$. On est amené au problème du déphasage évoqué en V B page 164 .

Application numérique

Les lames diviseuse et mélangeuse sont en silice fondue (INFRASIL). Leur diamètre est de 90 mm et leur épaisseur 10 mm . Elles ont été polies ensemble (par 4) sur le même polissoir. L'examen de leur identité

(*) La fonction de division et de mélange du faisceau est assurée par deux lames distinctes. On bénéficie ainsi des avantages suivants :

- identité des couches déposées simultanément dans l'évaporateur sur les deux lames
- utilisation identique des oeils-de-chat par décalage latéral de la mélangeuse par rapport à la diviseuse
- prix de revient et encombrement réduits.

d'épaisseur par les franges observées entre deux calibres plans a révélé que la différence $e_D - e_M$ ne pouvait pas excéder $\lambda/4$ ($\lambda = 5\,460$ Å) . Compte tenu des valeurs de $n(\sigma)$ de l'Infrasil à 20°C suivantes (σ en cm^{-1}) :

$$n\ (10\,000) \simeq 1{,}4505$$

$$n\ (\ 5\,000) \simeq 1{,}4382$$

$$n\ (\ 2\,800) \simeq 1{,}4060$$

et de l'équation (9), on obtient une incertitude maximum $d\Delta$ sur la différence de marche zéro

$$d\Delta = d\Delta_0 = (e_D - e_M)\, dn = \pm 30 \text{ Å}$$

Cette grandeur tient compte d'une différence d'épaisseur des lames surestimée. Elle est donnée pour un domaine spectral s'étendant de 2 800 cm^{-1} à 10 000 cm^{-1} . L'ordre de grandeur de l'erreur correspondante sur le pointé des raies sera donné en V B page 165 .

E - Inégalité d'éclairement et défocalisation du diaphragme d'entrée.

1) Inégalité d'éclairement

Toutes les considérations sur les effets multiples de décalage de nombre d'ondes ayant à l'origine le diaphragme d'entrée fini sous-entendent que celui-ci est éclairé par la source de façon uniforme. Si ce n'est pas le cas il faut introduire alors dans l'estimation de ces effets un facteur de pondération sur les contributions respectives des diverses zones de ce diaphragme.

Le résultat de cette inégalité d'éclairement se traduit par l'accroissement de l'incertitude sur l'erreur estimée au paragraphe II.A . Il est bien entendu impossible de faire un traitement quantitatif général. Notons que cette nécessité d'uniformité d'éclairement concerne le diaphragme à l'infini et non, en général, le miroir collimateur.

A titre d'exemple on peut supposer que la répartition de l'éclairement sur le diaphragme d'entrée d'angle solide Ω_2 soit représentée par une couronne, résultant d'une zone sombre au centre correspondant à un angle solide Ω_1 (*) . L'interférogramme $I(\Delta)$ d'une raie monochromatique σ_0 s"écrit alors :

$$I(\Delta) = I_0 \frac{\sin \sigma_0 \Delta(\Omega_2-\Omega_1)/2}{\sigma_0\Delta(\Omega_2-\Omega_1)/2} \cos 2\pi\sigma_0\Delta\left[1 - \frac{\Omega_2+\Omega_1}{4}\right]$$

La correction à apporter sur le nombre d'ondes mesuré sur le spectre est en conséquence telle que :

$$\frac{d\sigma}{\sigma_0} = \frac{\Omega_2+\Omega_1}{4\pi}$$

au lieu de $d\sigma'$ qu'on croit devoir appliquer et qui s'exprime par :

$$\frac{d\sigma'}{\sigma_0} = \frac{\Omega_2}{4\pi}$$

(*) C'est le cas rencontré en astronomie, par exemple, lorsqu'on conjugue le miroir primaire du télescope, non éclairé au centre, et le diaphragme d'entrée T . [4] .

2) Défocalisation

Défocaliser signifie que le diaphragme d'entrée n'est plus dans le plan focal du collimateur d'entrée. Il résulte alors un effet de décalage comparable à celui de II A mais qui peut être effectif même lorsque le diaphragme est ponctuel. En effet dans un cas semblable le faisceau qui est réfléchi par le miroir collimateur présente alors une convergence non nulle et les rayons interférents à l'infini auront entre eux une différence de marche dépendant de la zone du miroir collimateur de laquelle ils sont issus.

a) Effets

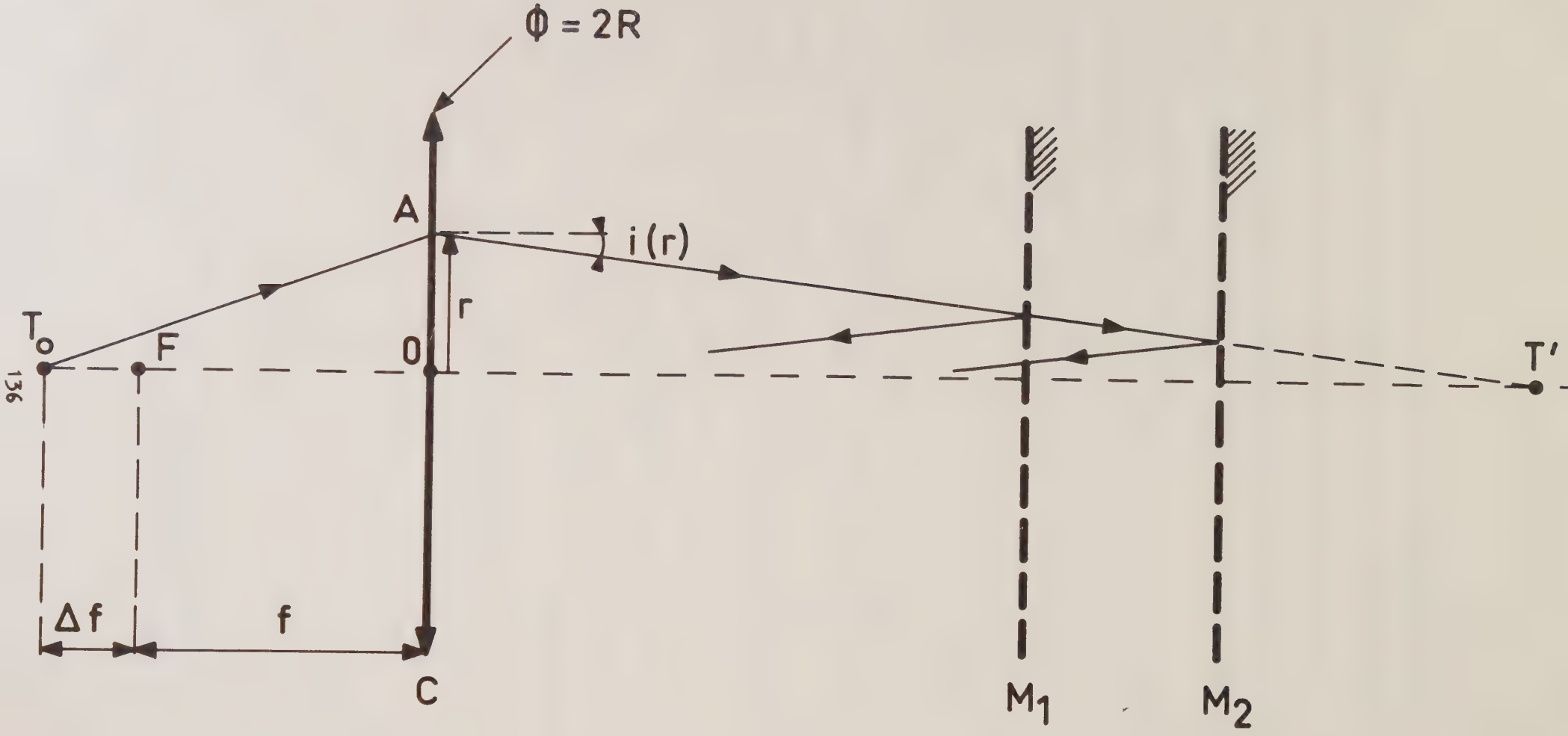
Soit sur la figure 6, T_0 le diaphragme d'entrée infiniment fin, placé sur l'axe de l'interféromètre représenté symboliquement par deux miroirs plans M_1 , M_2 . T_0 est situé à Δf du foyer F du collimateur d'entrée C de rayon R et de distance focale f . Ce collimateur donne de T une image T' . L'inclinaison i par rapport à l'axe de l'interféromètre des rayons interférents sera une fonction i(r) dépendant de la distance $r = OA$ à cet axe du point A sur C duquel sont issus ces rayons.

Si Δ représente la différence de marche sur l'axe de l'interféromètre, pour les rayons issus de A on aura :

$$\Delta' = \Delta \cos i(r)$$

ce qui dans l'hypothèse où on suppose $\Delta f \ll f$ peut alors exprimer sous la forme :

$$\Delta' = \Delta\left[1 - \frac{1}{2}\left[\frac{\Delta f}{f^2}\right]^2 r^2\right]$$



IV - Figure 6

L'interféromètre représenté symboliquement par les miroirs plans M_1 , M_2 est éclairé par un trou d'entrée T_0 infiniment fin mais non situé sur F , foyer du collimateur d'entrée C .

Avant de voir sous quelle forme on devra donc écrire l'interférogramme résultant d'un inferféromètre éclairé dans les conditions de la figure 6, rappelons que avec T_0 en F on a

$$I(\Delta) = I_0 \cos 2\pi\sigma_0\Delta$$

pour l'interférogramme d'une raie monochromatique de nombre d'ondes σ_0. Le terme I_0 est le produit de la luminance B de la source par l'angle solide Ω_c sous lequel à partir de F on voir le collimateur C . On peut encore écrire $I(\Delta)$ sous la forme suivante

$$I(\Delta) = \int_0^{\Omega_c} B \, d\Omega \cos 2\pi\sigma_0\Delta$$

$$\text{avec} \qquad \Omega_c = \frac{\pi R^2}{f^2}$$

Si T_0 n'est plus situé sur F alors :

$$I(\Delta) = \int_0^{\Omega'_c} B \, d\Omega \cos 2\pi\sigma_0\Delta\left[1 - \frac{1}{2}\left|\frac{\Delta f}{f^2}\right|^2 r^2\right]$$

$$\text{où} \qquad \Omega'_c = \frac{\pi R^2}{(FO)^2}$$

Avec $\Omega = \frac{\pi r^2}{f^2}$ et en posant $\alpha = \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2$ on arrive après intégration au résultat suivant :

$$I(\Delta) = \frac{B\,\Omega'_c}{2} \frac{\sin \sigma_0\Delta\alpha\Omega'_c}{\sigma_0\Delta\alpha\Omega'_c} \cos 2\pi\sigma_0\Delta\left[1 - \frac{\alpha\Omega'_c}{2}\right]$$

Cette expression montre que lorsque le diaphragme d'entrée n'est pas dans le plan focal du collimateur d'entrée l'influence sur le spectre se traduit par :

- un décalage $d\sigma$ du nombre d'ondes de la raie observée σ_0

$$\frac{d\sigma}{\sigma_0} = \frac{\alpha\ \Omega'_c}{2} \qquad (\alpha > 0)$$

- un élargissement de la fonction d'appareil qui est convoluée par la fonction rectangle de largeur $\frac{\sigma_0 \alpha\ \Omega'_c}{\pi}$

Il faut bien noter que dans l'expression de ces effets il s'agit, lorsqu'on parle de Ω'_c de l'angle solide sous lequel on voir le collimateur d'entrée à partir du trou d'entrée. Si Δf tend vers zéro alors α tend vers zéro et ces effets disparaissent.

La qualité de l'éclairement du collimateur intervient ici sur la position des raies. Si cet éclairement n'est pas uniforme on retrouve les mêmes problèmes que ceux évoqués dans le paragraphe E 1 précédent. Les effets de la "défocalisation" sont les mêmes que ceux du diaphragme d'entrée fini à ceci près que leur expression tient compte du diaphragme T et du collimateur C en inversant leur rôle, et du paramètre de défocalisation α à la place du rayon de T .

b) Application numérique

Pour notre interféromètre f = 2 000 mm ; R = 40 mm. La disposition relative de T et du collimateur C a été faite par auto-collimation et l'erreur relative $\frac{\Delta f}{f}$ ne peut excéder $5\ 10^{-3}$. En conséquence $\Delta f < 10$ mm alors $\alpha < 1{,}25\ 10^{-5}$ puisque $\Omega_c = 1{,}25 \cdot 10^{-3}$ et

$$\frac{d\sigma}{\sigma} \simeq 7{,}5\ 10^{-9}$$

Cet effet n'est pas négligeable si l'on veut faire des mesures dont la précision soit proche de celle de la définition de l'étalon de longueur.

Bien entendu il n'est pas question de chercher à appliquer une correction mais bien de prêter la plus grande attention sur la mise en place du diaphragme T dans le plan focal du collimateur.

L'effet d'élargissement dans l'hypothèse numérique précédente est faible. La fonction rectangle présente une largeur $\Delta\sigma$ telle que :

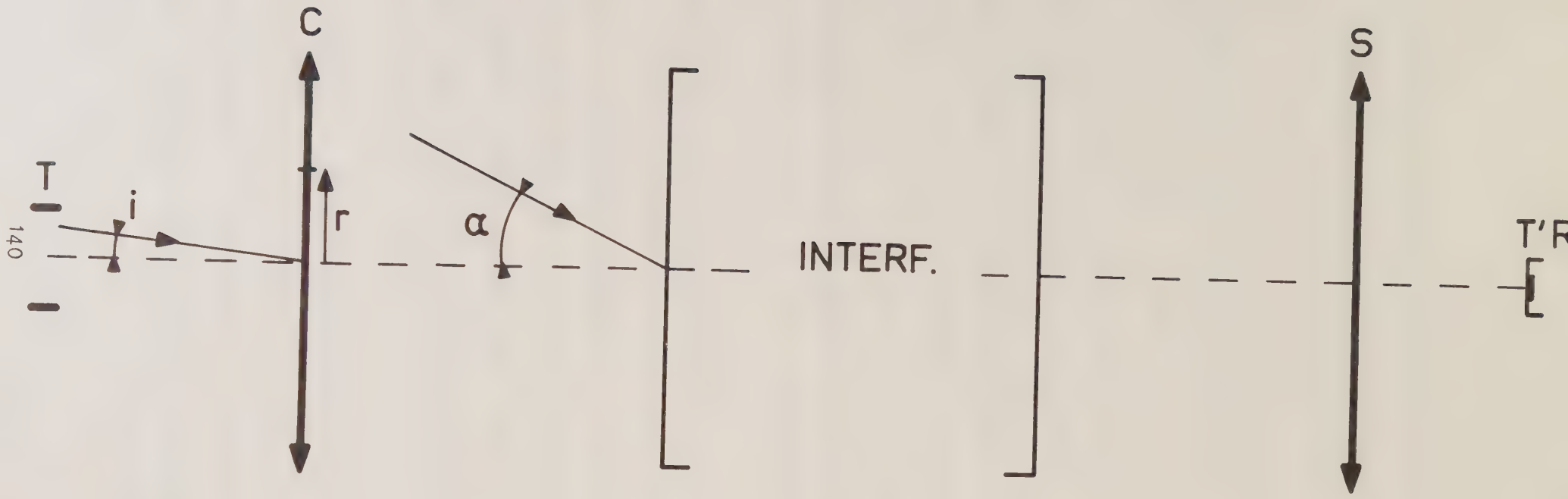
$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\alpha\ \Omega'_c}{\pi} \simeq 5\ 10^{-9}$$

Compte tenu des diverses causes possibles d'élargissement, et en particulier de celui dû à la fonction d'appareil qui est de l'ordre de 10^{-6} cet effet est négligeable.

F - Aberrations du miroir collimateur d'entrée et du miroir collimateur de sortie.

Nous supposons ici que l'étendue admise par l'interféromètre est définie par le diaphragme d'entrée et le collimateur d'entrée. Dans cette hypothèse, le condenseur de sortie sert théoriquement uniquement de collecteur de lumière pour le récepteur. Celui-ci est en général le plus petit possible pour obtenir un bon rapport signal sur bruit. Nous examinons rapidement les effets des aberrations de ces miroirs sur la différence de marche.

L'interféromètre est représenté symboliquement sur la figure 7 entre le collimateur d'entrée C et le collecteur de sortie S aux foyers desquels se trouvent d'une part le trou d'entrée T , d'autre part le récepteur R et l'image T' de T . Pour la simplicité de l'exposé supposons que cette représentation se limite au plan de la figure.



IV - Figure 7

L'interféromètre est représenté entre le collimateur d'entrée C et le collecteur de sortie S qui donnent du diaphragme d'entrée T une image T' sur le récepteur R .

Alors chaque partie élémentaire de T est définie par l'angle i . Elle donne naissance après C à une onde plane entrant dans l'interféromètre sous incidence i , si C est parfait. Si C présente des aberrations cette onde plane sera remplacée par une série d'ondes planes dont les incidences dans l'interféromètre seront des fonctions de r qui détermine une zone de C .

1) T ponctuel, C parfait, S aberrant.

Alors $i = 0$ et $\alpha = 0$. C envoie dans l'interféromètre une onde plane parfaite et la différence de marche y est bien définie. Les aberrations de S ne joueront aucun rôle si R couvre toute l'image T'. Si ce n'est pas le cas alors tout revient à une sélection de zones de C ce qui n'entraîne pas d'erreur systématique sauf dans le cas E 2 page 135 dont l'effet est extrêmement petit puisque C est parfait et donc sa distance focale déterminée sans ambiguité.

2) T fini, C parfait, S aberrant.

Alors $i = \alpha$. Si R couvre toute l'image T' la correction de l'effet de diaphragme fini pourra s'appliquer sans erreur. Dans le cas contraire il y aura une sélection sur les rayons issus de T dont l'effet sera traduit par une fonction $F_S(i)$ pratiquement difficile à déterminer. La correction de l'effet de diaphragme fini doit alors tenir compte de $F_S(i)$ pour être appliquée et se trouve donc en fait entachée d'erreur. On est dans le cas évoqué au paragraphe E 1 page 133 avec un poids différent suivant la zone de T considérée, dû cette fois non pas à une inégalité d'éclairement mais aux aberrations de S .

3) T ponctuel, C aberrant, S parfait.

Dans ce cas $i = 0$ et $\alpha \neq 0$. La répartition $\alpha = F_c(r)$ sur l'incidence des rayons entrant dans l'interféromètre se traduira par une altération de la différence de marche Δ . Cette altération entraînera, de même que dans le cas de l'effet de diaphragme fini, une diminution de Δ . Quel que soit $F_c(r)$ il en résultera un décalage des nombres d'ondes mesurés, vers les courts nombres d'ondes. Si l'aberration de C est sphérique la fonction $F_c(r)$ présentera une symétrie de révolution autour de l'axe de l'interféromètre et la forme des raies ne sera pas affectée. Dans le cas contraire on constatera une dissymétrie de la fonction d'appareil. Ces constatations sont à rapprocher des considérations faites en II A page 112 et II C page 124 .

Si l'effet des aberrations de C entraîne que R ne recouvre pas totalement T' il faudra alors tenir compte d'une fonction $F'_S(i)$ comme il l'a été montré au paragraphe 2 précédent.

4) T fini, C aberrant, S aberrant.

L'influence des aberrations de C se traduire par une fonction $\alpha = F'_c(i,r)$. Celle des aberrations de S par la fonction évoquée en 2) : $F_s(\alpha)$. L'effet résultant sera exprimé par la fonction de fonction $F_S(F'_c(i,r))$ qui dépendra des grandeurs relatives de l'image T' et de R. On peut tirer les mêmes conclusions qu'en 3) .

En définitive d'après les 4 cas précédents on voit qu'il faut distinguer entre les effets des aberrations de l'optique d'entrée et de

sortie. En effet les défauts entraînés par l'optique de sortie peuvent être aisément corrigés par l'utilisation d'un récepteur couvrant toute l'image (avec ce que cela sous-entend sur l'accroissement du bruit de récepteur proportionnel à la racine carrée de sa surface). Par contre on devra porter tout particulièrement son attention sur la qualité optique du collimateur d'entrée. Dans notre cas particulier celui-ci est un miroir sphérique de 4 m de rayon de courbure. On a ainsi la possibilité de l'utiliser hors de l'axe avec un minimum d'aberrations. Le collecteur de sortie qui forme l'image du diaphragme T sur la cellule à Pb S est un miroir parabolique travaillant sur l'axe ouvert à F/1 (f = 80 mm). Il présente une aberration sphérique qui donne un cercle de moindre diffusion dont le diamètre angulaire vaut 100 μ . Le récepteur utilisé est de forme carrée dont le côté vaut 3/10 mm. Dans ces conditions les aberrations du parabolique de sortie n'ont pas d'importance.

III - Erreurs systématiques pouvant provenir du contrôle optique de la différence de marche.

Etant donné que le contrôle de la différence de marche est effectué par l'observation d'un interférogramme de référence provenant d'une source monochromatique connue, toutes les causes d'erreurs évoquées en II se retrouvent dans cette rubrique. Nous n'y revenons évidemment pas.

La qualité du contrôle optique de la différence de marche dépend

bien entendu de la connaissance du nombre d'onde σ_R de la raie de référence utilisée. Elle dépend également de la qualité de la symétrie de cette raie ainsi que de sa largeur. D'autre part la précision sur la différence de marche sera fonction des effets d'altération chromatique de type multiplicatif (II, D, 2) et donc essentiellement de la connaissance de l'indice du milieu où baigne l'interféromètre. Enfin il faudra tenir compte de l'altération de la mesure de la différence de marche ayant pour origine le système optique à polarisation.

A - Raie de référence :

1) Nombre d'ondes

Si on commet une erreur $d\sigma_R$ sur la valeur du nombre d'onde σ_R de la raie de référence on obtient alors une erreur $d\Delta$ sur la mesure de Δ de type linéaire qui s'exprime par :

$$\frac{d\Delta}{\Delta} = \frac{d\sigma_R}{\sigma_R}$$

Tout nombre d'onde mesuré σ sera entaché d'une erreur $d\sigma$ telle que

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{d\sigma_R}{\sigma_R}$$

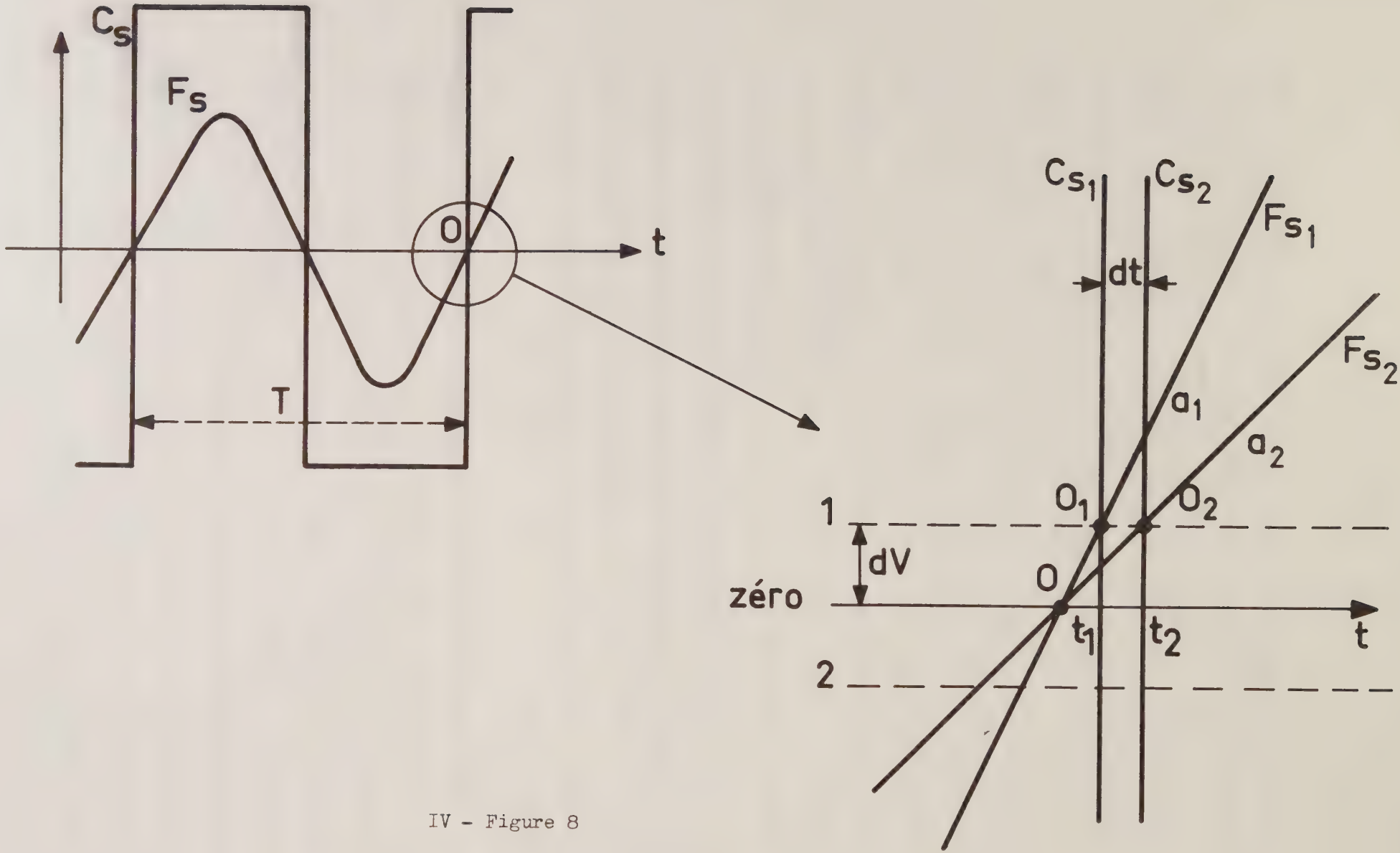
Application numérique

J. Pinard donne dans [2] la raie de Xe à 3,39 μ avec une erreur de $6\ 10^{-8}$.

2) Largeur

La largeur $\delta\sigma_R$ de la raie de référence intervient de façon très faible sur la détermination de la différence de marche et par une voie détournée. En premier lieu il est évidemment nécessaire de disposer d'une largeur $\delta\sigma_R$ suffisamment petite pour observer une modulation avec un rapport signal sur bruit suffisant jusqu'à la différence de marche maximum. Les franges données par σ_R en fonction de Δ sont utilisées, en règle très générale, pour l'étalonnage de Δ par l'intermédiaire d'une détection de zéro. C'est le cas pour les interféromètres de la 1ère et 2ème génération qui utilisaient une technique de modulation d'amplitude, et c'est aussi le cas de notre interféromètre qui fait appel à une technique de modulation de phase. La dépendance du déclenchement d'un signal électronique significatif du passage du zéro des franges optiques, en fonction de la pente locale de celles-ci, peut si l'on n'y prend garde jouer un rôle sur la mesure de la différence de marche.

Nous illustrons cet effet sur la figure 8 en utilisant l'exemple de l'interféromètre 3ème génération. F_S le signal sinusoïdal modulé en phase par la différence de marche (voir chapitre 2 page 15) est représenté en fonction du temps t , ainsi que le signal carré C_S issu de F_S et d'amplitude constante. Nous avons déjà vu que la différence de marche est entièrement déterminée par la phase de F_S . Il importe donc que le passage de F_S à C_S se fasse sans perte d'information sur cette phase. Voyons plus en détail le déclenchement du front de montée de C_S en 0 , point où F_S passe à zéro. Afin



IV - Figure 8

A partir du signal de frange F_S on fabrique un signal carré C_S . On montre l'influence de l'amplitude de F_S sur l'accord de phase entre F_S et C_S .

d'éviter des déclenchements parasites au zéro les systèmes électroniques en général utilisés possèdent une hysterésis et leur fonctionnement (du type de celui d'une bascule de Schmitt) n'est commandé que pour un niveau de tension $\pm$ dV suivant le signe de la pente du signal d'attaque. La figure 8 montre, agrandi, le cas d'une pente positive du signal d'attaque F_S et le déclenchement de C_S lorsque le niveau 1 correspondant à + dV est atteint. Si la pente a de F_S varie (F_{S_1} ou F_{S_2}) dV sera atteint à des moments différents (t_1 ou t_2). Ainsi la variation d'amplitude du signal F_S, liée à la largeur de la raie en fonction de Δ peut-elle être à l'origine d'une erreur sur la différence de marche (*). Cette erreur s'exprime par :

$$d\Delta = \frac{dt}{T} \times \frac{1}{\sigma_R}$$

où dt est une fonction simple de la variation de la pente de F_S, et de dV. Si on fait la supposition que la largeur de la raie de référence conduit à une variation linéaire de l'amplitude des franges

---

(*) Le bruit sur le signal de référence provoque des variations dans le déclenchement qui sont à l'origine d'une perturbation sur la différence de marche. On peut également noter qu'une fluctuation de la fréquence d'horloge qui se traduit par une variation de la pente de F_S est ici sans effet sur la détermination de la différence de marche puisque sans variation d'amplitude. Le rapport dt/T reste constant quelle que soit la fréquence de F_S.

en fonction de la différence de marche, supposition pratiquement correcte, alors l'erreur $d\sigma$ sur σ, induite par cet effet se traduira par

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\Delta_M} \frac{dt}{T} \times \frac{1}{\sigma_R} \qquad (10)$$

où dt correspond à la variation du décalage des phases de F_S et C_S entre la différence de marche zéro et la différence de marche maximum Δ_M.

Application numérique :

La variation d'amplitude du signal de franges issu de la raie superradiante du Xenon à 3,50 μ est environ de 2 lorsque la différence de marche passe de 0 à 2 mètres.

Or pour une variation d'amplitude de F_S de 10 l'écart mesuré $\frac{dt}{T} \simeq 10^{-3}$ soit pour 2 ; $\simeq 5\ 10^{-4}$ on en déduit d'après (10)

$$\frac{d\sigma}{\sigma} \simeq 5\ 10^{-10} .$$

3) Dissymétrie

Ce que nous venons d'évoquer dans les deux paragraphes précédents supposait la raie symétrique. Dans ces conditions les zéros des franges sont forcément équidistants et leurs positions identiques à celles des zéros des franges issues d'une raie de référence idéalement fine et de nombre d'ondes σ_R correspondant à l'axe de symétrie du profil de la raie. L'échelle des longueurs de déplacement est donc étalonnée

de façon linéaire (*) et elle est reliée de façon simple à σ_R .

Il n'en est plus de même lorsque le profil de la raie de référence n'est pas symétrique. Dans ces conditions il est important de voir quelle sera l'influence sur la forme des raies et leur position après calcul de Transformée de Fourier.

La figure 10 donne une représentation de la loi de variation de Δ en fonction de n entier positif dans les cas où la raie est symétrique et celui où elle est de forme quelconque. Les valeurs de la différence de marche où l'on fait une mesure des échantillons de l'interférogramme sont données suivant le cas par les points représentés sur l'un ou l'autre des 2 axes verticaux avec l'hypothèse permanente que ces points sont toujours équidistants.

Supposons que la raie de référence soit représentée (figure 9) par la somme de deux composantes de largeur nulle, d'intensités respectives 1 et ε et de positions σ_R et $\sigma_R + \delta\sigma_R$. L'interférogramme de référence $I_R(\Delta)$ est alors la somme des deux sinusoïdes

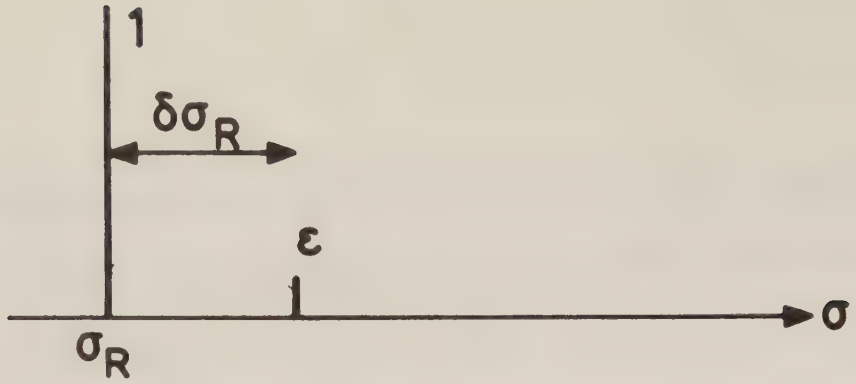
$$I_R(\Delta) = \cos 2\pi\sigma_R\Delta + \varepsilon \cos 2\pi(\sigma_R + \delta\sigma_R)\Delta \qquad (11)$$

et les valeurs de Δ pour lesquelles

$$I_R(\Delta) = 0 \qquad (12)$$

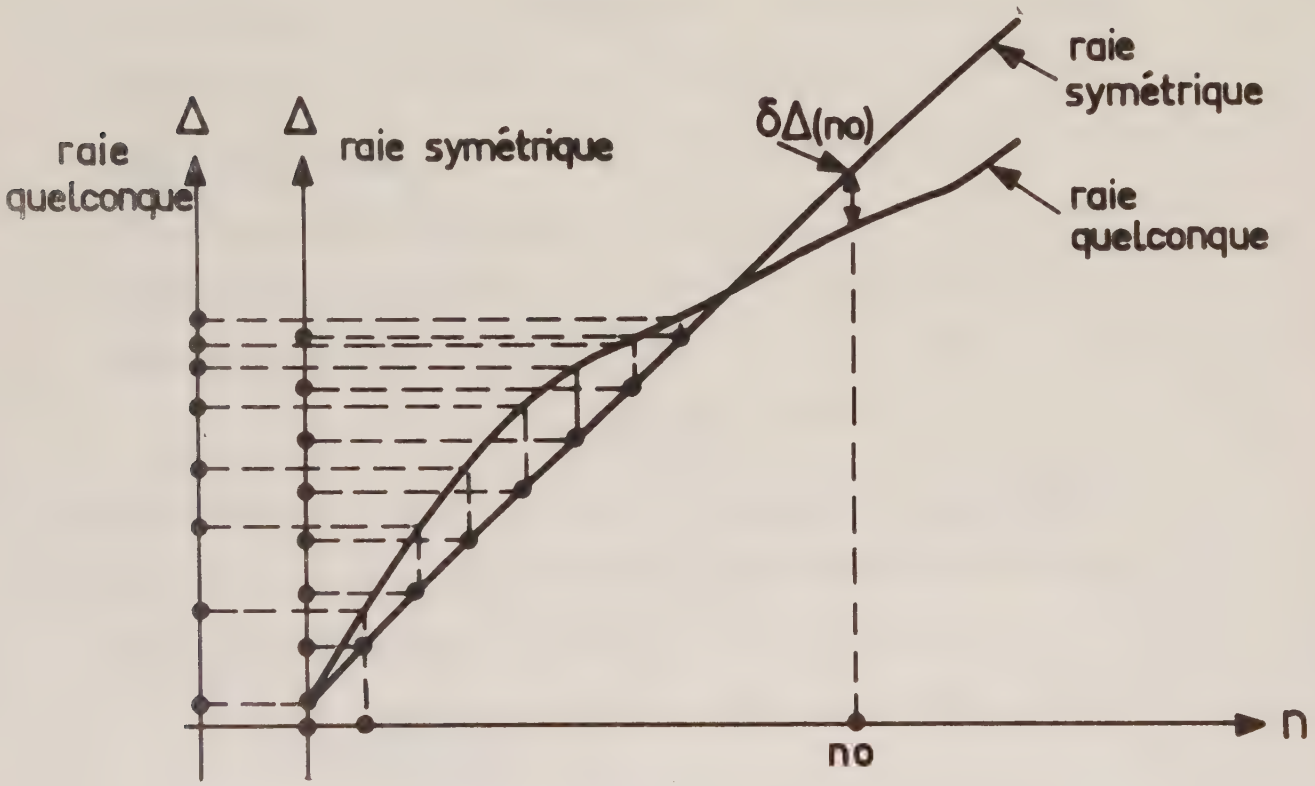
ne donneront pas une échelle linéaire.

(*) Ceci est valable entre la différence de marche 0 et le premier zéro de la Transformée de Fourier du profil de la raie.



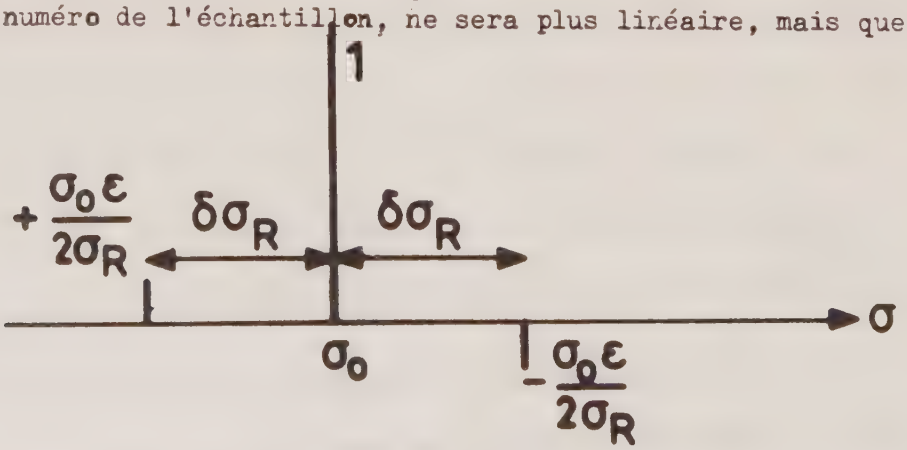
IV - Figure 9

Raie de référence dissymétrique.



IV - Figure 10

Si la raie de référence n'est pas symétrique, la loi de variation de Δ en fonction de n , numéro de l'échantillon, ne sera plus linéaire, mais quelconque.



IV - Figure 11

Lorsque l'interférogramme est étalonné à l'aide d'une raie de référence telle que celle représentée en figure 9, alors une raie monochromatique σ est restituée après calcul sous la forme représentée ci-dessus.

Ecrivons les solutions en Δ à l'équation (12) sous la forme

$$\Delta = n\,\lambda_R + \delta\,\Delta(n) + \frac{\lambda_R}{4} \qquad (13)$$

avec n entier positif, $\lambda_R = \frac{1}{\sigma_R}$.

La grandeur $\delta\,\Delta(n)$ exprime l'écart du zéro d'ordre n , donné par la raie constituée de deux composantes, à celui de même ordre donné par la raie simple de nombre d'ondes σ_R .

Les solutions $\delta\,\Delta(n)$ seront données par l'équation :

$$\cos 2\pi\sigma_R[n\,\lambda_R + \delta\,\Delta(n) + \lambda_{R/4}] = -\varepsilon\cos 2\pi(\sigma_R + \delta\sigma_R)[n\,\lambda_R + \delta\,\Delta(n) + \lambda_{R/4}]$$

qui se transforme en :

$$-\sin 2\pi\sigma_R\,\delta\,\Delta(n) = +\varepsilon\sin[2\pi\sigma_R\,\delta\,\Delta(n) + 2\pi\delta\sigma_R\,n\,\lambda_R] \qquad (14)$$

en supposant que $2\pi\delta\sigma_R\,\lambda_{R/4}$ et $2\pi\delta\sigma_R\,\delta\,\Delta(n)$ sont négligeables.

Le développement de (14) conduit à l'équation

$$\operatorname{tg} 2\pi\sigma_R\,\delta\,\Delta(n) = \frac{-\varepsilon\sin 2\pi\,\delta\sigma_R\,n\,\lambda_R}{1 + \varepsilon\cos 2\pi\,\delta\sigma_R\,n\,\lambda_R} \qquad (15)$$

qu'on peut écrire en première approximation (effet de dissymétrie faible)

$$\delta\,\Delta(n) \simeq \frac{-\varepsilon}{2\pi\sigma_R}\sin 2\pi\,\delta\sigma_R\,n\,\lambda_R$$

Aussi l'erreur de phase provoquée par une légère dissymétrie de la raie de référence est représentée par une sinusoïde d'amplitude $\frac{\varepsilon}{2\pi\,\sigma_R}$ et de période $\frac{1}{\sigma_R}$ et l'interférogramme enregistré d'une raie monochromatique σ_0 s'écrira :

$$I(\Delta) = \cos 2\pi\sigma_0(\Delta + \frac{\varepsilon}{2\pi\sigma_R} \sin 2\pi\ \delta\sigma_R\ \Delta)$$

Le spectre calculé $B(\sigma)$ sera en conséquence de la forme

$$B(\sigma) = \int \cos 2\pi\sigma_0(\Delta + \frac{\varepsilon}{2\pi\sigma_R} \sin 2\pi\ \delta\sigma_R\ \Delta) \cos 2\pi\sigma\Delta\ d\ \Delta \qquad (16)$$

Puisque $2\pi\sigma_0 \frac{\varepsilon}{2\pi\sigma_R} \sin 2\pi\ \delta\sigma_R\ \Delta$ est petit on peut écrire :

$$B(\sigma) = \int \cos 2\pi\sigma_0\ \Delta \cos 2\pi\sigma\ \Delta\ d\ \Delta - \frac{\sigma_0\ \varepsilon}{\sigma_R} \int \sin 2\pi\delta\sigma_R\ \Delta \sin 2\pi\sigma_0\ \Delta \cos 2\pi\sigma\Delta\ d\Delta$$

$$B(\sigma) = \int \cos 2\pi\sigma_0\ \Delta \cos 2\pi\sigma\ \Delta\ \delta\Delta - \frac{\varepsilon\ \sigma_0}{2\ \sigma_R} \int \cos 2\pi(\sigma_0 - \delta\sigma_R)\Delta \cos 2\pi\sigma\Delta\ d\Delta$$

$$+ \frac{\varepsilon\ \sigma_0}{2\ \sigma_R} \int \cos 2\pi(\sigma_0 + \delta\sigma_R)\Delta \cos 2\pi\sigma\Delta\ d\Delta$$

Cette dernière équation montre que le spectre résultant est la somme du spectre attendu (en σ_0) et de 2 raies placées à $\pm\delta\sigma_R$ de σ_0 dont les intensités sont $\mp \frac{\sigma_0\ \varepsilon}{2\sigma_R}$ (figure 11). Les raies calculées présenteront donc une dissymétrie d'autant accentuée que $\frac{\sigma_0\ \varepsilon}{\sigma_R}$ sera grand. Ce traitement schématique pourrait être généralisé au cas d'une raie de référence présentant une petite dissymétrie quelconque.

Application numérique :

Le mélange de Xe utilisé dans notre tube superradiant est un mélange naturel qui comprend surtout du ^{130}Xe ^{132}Xe ^{134}Xe ^{136}Xe, et la raie superradiante a été enregistrée dans ces conditions par J. Pinard [2, p. 185]. La symétrie de cette raie appréciée par la mesure des positions relatives des milieux des cordes montre qu'à $\pm 0{,}02\ 10^{-3}\ cm^{-1}$ ceux-ci sont alignés sur une droite perpendiculaire à l'axe de dispersion et qu'un effet de dissymétrie sur une raie enregistrée σ_0 sera donc au maximum de l'ordre de $\pm \frac{\sigma_0}{2\ 800} \times 0{,}02\ 10^{-3}\ cm^{-1}$.

Ainsi à 16 500 cm^{-1} l'écart des milieux des cordes pourrait atteindre $\pm$ 0,1 10^{-3} cm^{-1} , ce qui représente compte tenu du domaine spectral de travail de notre interféromètre un écart maximum. On peut dire que pratiquement une dissymétrie des raies entraînant un déplacement relatif supérieur à 10^{-9} des nombres d'ondes des spectres obtenus par notre appareil ne peut pas provenir de la dissymétrie de la raie de référence.

B - Indice du milieu

Il s'agit de l'altération de la différence de marche par l'effet chromatique du milieu dans lequel baigne l'interféromètre, l'air en général. Cet effet est ici de type multiplicatif : voir formule (8) II, D, 2 page 131 . Il sera sans importance sur la détermination de la différence de marche zéro. Il interviendra sur toutes les raies enregistrées d'une part par l'intermédiaire de la raie de référence, et d'autre part par son effet direct sur chacune de ces raies.

La différence de marche Δ' lors de l'enregistrement d'un interférogramme est une fonction de la différence de marche géométrique Δ (donnée par la longueur d'onde de référence dans le vide λ_{OR}) et de l'indice $n(\sigma_R)$ du milieu pour cette raie.

$$\Delta' = \frac{\Delta}{n(\sigma_R)}$$

La raie monochromatique de nombre d'ondes dans le vide σ_0 aura dans l'air pour nombre d'ondes $\sigma_0 \times n(\sigma_0)$.

Le spectre calculé $B(\sigma)$ de cette raie sera le résultat de l'équation suivante :

$$B(\sigma) = \int \cos 2\pi\sigma_0 \, n(\sigma_0) \, \frac{\Delta}{n(\sigma_R)} \cos 2\pi\sigma\Delta \, d\Delta \, .$$

Le nombre d'ondes restitué est donc $\sigma = \dfrac{\sigma_0 \times n(\sigma_0)}{n(\sigma_R)}$

et l'erreur $$\frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma_0} = \frac{n(\sigma_R) - n(\sigma_0)}{n(\sigma_R)} \qquad (17)$$

soit $$\frac{d\sigma}{\sigma} = \frac{dn}{n}$$

Ce calcul suppose qu'on choisit comme valeur de la longueur d'onde de référence pour les calculs de transformation de Fourier celle qu'elle a dans le vide. Alors la mesure de la raie de référence par l'interféromètre donne λ_{OR} .

L'effet de l'indice est ici différentiel. Il dépend de l'écart existant entre le domaine mesuré et la raie de référence. Sa correction passe bien entendu par la connaissance précise de cet indice en fonction des divers paramètres (longueur d'onde, température t , pression P , degré hygrométrique f) dont il dépend. B. Edlen [3] a établi des relations qui permettent de trouver n . Encore faut-il connaître avec précision t , P , f pendant le temps de l'enregistrement ainsi que les variations dont ils peuvent être l'objet. La solution la plus simple est toujours lorsque c'est possible de placer l'instrument de mesure dans le vide.

Application numérique :

Pour l'interféromètre dans l'air normal compte tenu de (17) et des valeurs suivantes :

$$n(2\,800\ \mathrm{cm}^{-1}) = 1 + 272\,724\ \ 10^{-9}$$

$$n(\ 4\ 300\ cm^{-1}) = 1 + 272\ 890\ \ 10^{-9}$$

$$n(14\ 000\ cm^{-1}) + 1 + 275\ 788\ \ 10^{-9}$$

les nombres d'ondes mesurés à 4 300 cm^{-1} et 16 500 cm^{-1} seront respectivement trop grands de $0,7\ \ 10^{-3}$ et $43,8\ \ 10^{-3}\ cm^{-1}$, soit en valeurs relatives de $1,6\ \ 10^{-7}$ et $3\ \ 10^{-6}$. Ces corrections sont importantes, lorsque l'interféromètre fonctionne sous vide ($p \simeq 1$ mm Hg) elles se réduisent alors à

$$2\ 10^{-10} \quad \text{et} \quad 4\ 10^{-9}$$

avec l'hypothèse que ces effets sont fonctions linéaires de la pression. La pression $p \simeq 1$ mm Hg est obtenue sans pompage du caisson à vide pendant l'enregistrement. Elle ne représente en rien une limite inférieure. Les effets d'indice pourraient donc encore être réduits si le besoin s'en faisait sentir.

C - Système optique à polarisation.

Il est à l'origine d'une erreur de phase périodique, de période λ_R qui affecte donc la connaissance de la différence de marche pendant l'enregistrement de l'interférogramme (Chap. II, Réglages, page 23). A ce titre il doit donc être évoqué ici. Ce phénomène est bien connu [1] et donne naissance à des ghosts qui s'expliquent par un calcul identique à celui du paragraphe A, 3 précédent. A la différence de l'effet évoqué dans ce paragraphe, la distance σ_R entre les raies parasites et la raie principale est ici très supérieure à la largeur de la raie, aussi les effets de ce type d'erreur sur la mesure des nombres d'ondes sont-ils sans importance.

IV Erreurs systématiques pouvant provenir de l'asservissement de la différence de marche :

Nous classons ici les origines des erreurs systématiques possibles en deux parties : les dérives diverses d'une part et d'autre part le traînage qui correspond à la qualité de l'accord entre les caractéristiques électro-mécaniques des parties mobiles de l'interféromètre et les exigences de la loi $\Delta = f(t)$ programmée en fonction du temps par l'asservissement électronique, le temps étant lui-même défini par la fréquence de rotation de la turbine.

A - Dérives

Elles se définissent par l'équation :

$$\Delta' = \Delta + d\,\Delta(t)$$

qui exprime que la différence de marche géométrique Δ est affectée d'une grandeur parasite $d\Delta(t)$ fonction du temps. Parmi les causes de dérives on trouve, les variations du nombre d'ondes de la raie de référence en fonction de la pression de Xe (effet négligeable dans notre cas), les variations de zéro ou de gain d'amplificateurs dans la chaîne d'asservissement en fonction de la température et donc du temps, les variations de la fréquence d'horloge (turbine) (*).

(*) On aurait très bien pu choisir d'évoquer dans ce paragraphe tous les effets du type de celui, provoqué par le diaphragme fini (II, A, page 112). $d\Delta(t)$ devient alors $d\Delta(\Delta)$ et ne dépend plus du temps

Examinons les effets de dérive de la chaîne électronique de l'asservissement. Celle-ci a pour rôle de transformer le signal lumineux issu de la raie de référence à la sortie de l'interféromètre en un signal électrique $E(\Delta)$ (chapitre 2, figure 4, page 17). Autour de Δ_0 position de stationnement désirée, $E(\Delta)$ est proportionnel à $\Delta - \Delta_0$. Après une mise en forme $E(\Delta)$ est appliqué simultanément au moteur linéaire d'une part et aux céramiques d'autre part, qui déplacent l'oeil-de-chat mobile et les petits miroirs des deux oeils-de-chat de sorte à annuler $\Delta - \Delta_0$.

Une variation de la température des circuits électroniques peut entraîner une dérive de zéro ou une variation de gain de la chaîne d'asservissement. Ces effets modifient la valeur de $E(\Delta)$ qui entraîne à son tour un changement de la position d'équilibre Δ_0 . Un effet similaire sera constaté si la turbine présente des variations de fréquence. L'observation de ce phénomène est aisée. Il suffit par exemple de stationner à la différence de marche 0 et d'observer le point correspondant de l'interférogramme d'une source stable.

Dans l'hypothèse où $d\Delta(t) = at$ l'erreur $d\sigma$ sur les nombres

---

(*) suite

d'enregistrement de l'interférogramme mais de la différence de marche. De même les effets de dissymétrie de la raie de référence vus en III, A page 148 , où $d\Delta(\Delta)$ est exprimé sous la forme d'une sinusoïde pourraient avoir leur place ici.

d'ondes σ se traduit

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = a$$

Application numérique :

Nous avons constaté qu'il était nécessaire d'attendre environ 4 heures pour que l'effet des dérives disparaissent sur les enregistrements-tests évoqués plus haut et que pendant ces 4 heures l'effet de température était prépondérant. D'autre part la variation $d\Delta$ en fonction de la variation dN de la fréquence N de la turbine :

$$\left(\frac{d\Delta}{dN}\right)_{N=1000Hz} = -3 \text{ Å/Hz}$$

Compte tenu du fait que la turbine présente une baisse de fréquence constante en fonction du temps de l'ordre de 3 Hz/Heure on déduit qu'en 1 heure d'enregistrement l'erreur de phase sera

$$d\Delta \simeq -10 \text{ Å} \times t \qquad (t \text{ en heure})$$

Pour des interférogrammes dont la différence de marche maximum Δ_M vaut 1 mètre et dont les temps d'enregistrement vaudront respectivement 1 heure et 10 heures les erreurs relatives sur le pointé des raies seront 10^{-9} et 10^{-8}. Avec les signes précédents les raies mesurées auront un nombre d'ondes trop petit.

En réalité la rotation de la turbine qui est actuellement régulée nécessite un contrôle plus précis et l'asservissement de sa fréquence est souhaitable.

B - Traînage.

L'asservissement de la différence de marche met forcément en jeu dans l'interféromètre des pièces mobiles dont le mouvement est commandé par des moteurs. Suivant leur masse et leur forme ces pièces mobiles présenteront en fonction de la fréquence d'excitation un comportement déterminé, avec des zones de résonance. Dans ces zones il y a déphasage entre les forces appliquées et les mouvements qu'elles entraînent. En règle générale cela signifie qu'un asservissement en position de bonne qualité (temps de réponse et incertitude sur la position très petits) ne sera possible que si le système comprend un bon amortissement (obtenu par exemple au moyen d'un asservissement de vitesse) et un minimum de frottements solides.

Afin de réaliser les meilleures conditions notre interféromètre utilise (chapitre II) comme pièces optiques mobiles un oeil-de-chat (12 kg) et les petits miroirs (1 g) des 2 oeils-de-chat. Les moteurs sont respectivement un moteur linéaire de force de poussée maximum 4 kgf environ permettant un déplacement de 1 mètre et des céramiques extrêmement rapides mais d'élongation maximum $\pm$ 40 μ . Les premières résonances sont à 50 Hz pour l'oeil-de-chat et 10 KHz pour les céramiques. On voit donc que les rôles respectifs de ces deux systèmes sont pour le plus lourd d'assurer un contrôle de la différence de marche dans un domaine de basses fréquences très étroit mais sur une distance très grande, ce contrôle s'effectuant pour la céramique sur une distance limitée mais avec un temps de réponse très petit. De la mise en parallèle de ces deux contrôles résulte l'asservissement de la différence de

marche, dont le temps de réponse sera en général celui de l'élément le plus léger.

L'effet de traînage se produira lorsque la loi de variation choisie de Δ en fonction du temps ne tiendra pas compte du temps de réponse de l'ensemble pièces mobiles-moteurs. Il intervient alors un retard entre Δ valeur désirée et Δ' valeur réelle de la différence de marche qui sera à l'origine d'une erreur sur la forme et la position des raies du spectre calculé. Cet effet de traînage est illustré par l'exemple suivant. Supposons qu'on enregistre un interférogramme avec un pas d'échantillonnage plus grand que l'élongation maximum des céramiques et que ce pas ait à se faire dans un temps t plus court que le temps de réponse du chariot. L'intégration de la mesure de l'échantillon commence à t alors que la différence de marche Δ désirée n'est pas encore atteinte. Cette erreur se reproduira systématiquement à tous les échantillons. Tout revient alors à enregistrer un interférogramme en fonction d'une différence de marche en moyenne légèrement décalée d'un terme constant. Cet effet peut se comprendre sur la figure 9 du chapitre II page 19 si l'on suppose que l'élongation maximum des céramiques est inférieure à $\Delta'(t) - \Delta(t)$ pour t correspondant au temps pendant lequel s'effectue l'intégration.

Le traînage est donc à l'origine d'une erreur de phase lors de la mesure des échantillons. Tout se passe comme s'il existait une erreur au début de l'interférogramme sur la détermination de la différence de marche zéro. Cet effet est traité en V, B page 164 . De toute façon on a toujours intérêt à éviter ce genre d'effet (*) (voir page suivante)

ce qui peut facilement se faire en retardant le début de la mesure des échantillons. Soulignons que cet effet n'affecte pas nos enregistrements.

Un second effet, plus difficile à éliminer, intervient en fonction de l'accord des bandes passantes des ensembles électronique et mécanique. Il s'agit là de la précision sur Δ pendant le stationnement à Δ_0 correspondant à l'intégration. La différence de marche n'est jamais alors parfaitement Δ_0 mais oscille autour de cette valeur de sorte à ce que la valeur moyenne de cette oscillation soit nulle. Le traitement d'un tel effet fait appel aux techniques de calcul utilisées dans le cas de la modulation interne [2],[4]. Son influence se traduira par une déformation de la fonction sin $\pi\sigma\Delta$, qui dans le cas d'une modulation interne en créneaux, multiplie le spectre. Cet effet sera très faible sur les positions des raies du spectre et il est traité avec ceux de même type dans la partie VI page 166 .

(*) Suivant la loi de variation $\Delta(t)$ utilisée pour l'enregistrement de l'interférogramme, la correction a posteriori de l'effet de traînage sera différente. Elle sera simple si l'enregistrement pas à pas est ininterrompu et linéaire (pas de temps d'intégration variable par exemple). Par contre elle devient difficile lorsqu'on observe des arrêts réguliers comme dans notre cas où l'écriture de la bande magnétique qui est faite par blocs de 100 mesures, exige un temps d'arrêt en fin de bloc. Dans ce cas l'erreur due à l'effet de traînage n'est plus représentée par un terme constant mais périodique.

V - Erreurs systématiques pouvant provenir de la méthode de mesure des échantillons.

Nous évoquerons dans la partie A tout ce qui peut être à l'origine d'une erreur sur la mesure de l'intensité des échantillons. Il s'agira essentiellement des influences de techniques diverses telles que la modulation interne, l'enregistrement pas à pas avec intégration du signal pendant le stationnement, et des non-linéarités possibles des récepteurs et de la chaîne de mesure qui leur fait suite. Dans la partie B nous rappellerons les effets d'une erreur sur la détermination de la différence de marche zéro qui doit être la position du premier point enregistré de tous nos interférogrammes. Elle peut donc être à l'origine d'une erreur sur la phase des échantillons.

A - Mesure de l'intensité des échantillons.

La modulation interne est à l'origine d'une multiplication du spectre par une fonction dont la forme dépend du type de modulation utilisée. De façon très générale les effets résultant de déplacement et de déformation sur les raies seront négligeables. Nous les incluerons dans les effets de filtre traités en VI page 166.

La grandeur d'un échantillon est, entre autres (*), fonction

(*) On devrait évoquer ici les variations d'intensité des sources Celles-ci sont compensées dans nos enregistrements.

linéaire du temps d'intégration. Celui-ci doit normalement être constant. Il est fixé par rapport à la fréquence de rotation N de la turbine. Si celle-ci varie suivant la loi $N = f(t)$ alors l'interférogramme de la raie monochromatique σ_0 s'écrira :

$$f(t) \cos 2\pi\sigma_0 \Delta(t)$$

Le spectre calculé sera le produit de convolution du spectre calculé sans la perturbation et de la Transformée de Fourier de la fonction $f(t)$.

Faisons l'hypothèse d'une erreur d'amplitude sinusoïdale et voyons son effet sur le spectre de la raie monochromatique σ_0 , alors

$$B(\sigma) = \int [1 + \varepsilon \cos(\frac{2\pi\Delta}{\Delta_0} + \varphi_0)] \cos 2\pi\sigma_0 \Delta \cos 2\pi\sigma \Delta \, d\Delta \qquad (18)$$

où $B(\sigma)$ est le spectre calculé, ε l'amplitude de l'erreur de période Δ_0 et de phase φ_0 .

Le développement simple de (18) montre que la raie est accompagnée de 2 ghosts situés de part et d'autre à $\pm \frac{1}{\Delta_0}$, d'amplitude maximum égale à $\frac{\varepsilon}{2}$, dont le degré de symétrie dépend de φ_0 . Si φ_0 est nul les ghosts sont symétriques, si $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ les ghosts sont antisymétriques. Cependant la déformation globale de la fonction d'appareil est toujours symétrique par rapport au centre de la raie quel que soit φ_0 . Aussi ces fluctuations d'amplitude n'entraînent-elles pas une erreur sur la mesure des nombres d'ondes mais seulement une déformation symétrique du profil de la raie. Bien entendu une erreur d'amplitude de forme $f(t)$ quelconque pourra toujours se mettre sous la forme d'un

développement de Fourier et ses effets se traduiront dans des termes identiques.

Cet effet de modulation d'amplitude en fonction de Δ peut aussi être le résultat d'une erreur sur les gains successifs (voir chapitre III, III A page 65) qu'on utilise lors de l'enregistrement de l'interférogramme.

Application numérique.

Les effets les plus importants du type de ceux que nous venons d'évoquer sont le fait des fluctuations de la rotation de la turbine qui agissent sur le temps d'intégration. La variation lente évoquée plus haut dans l'application numérique du IV A page 158 se traduit par une apodisation supplémentaire sans effet sur la position des raies. Les fluctuations rapides sont inférieures à $2\ 10^{-3}$. La plus importante est périodique (~10 minutes) et provient du cycle de fonctionnement des compresseurs. Elle donnera donc des ghosts qui seront, compte tenu des largeurs effectives des raies et des temps d'enregistrements, toujours situés en dehors des profils et qui d'autre part seront d'intensité très faible, environ le millième de l'intensité de la raie.

Ces effets sont donc négligeables.

B - Détermination de la différence de marche zéro.

Un mauvaise détermination de la différence de marche zéro à partir de laquelle doit d'effectuer l'enregistrement de l'interférogramme se traduit par une erreur constante sur la différence de marche à laquelle

on mesure les échantillons. La difficulté de déterminer correctement la différence de marche zéro Δ_0 provient de diverses causes comme par exemple les turbulences, les vibrations parasites, la dissymétrie éventuelle de l'interféromètre, un appareil de mesure (voltmètre numérique) au zéro mal réglé, un flux parasite voyageant dans l'interféromètre sous une incidence anormale. Les effets provoqués par une telle erreur sont très bien connus et ont été analysés en détail par J. Connes [1]. Il y a déformation de la fonction d'appareil qui prend une allure dissymétrique dépendant de $\frac{\varepsilon}{\lambda}$ (ε grandeur de l'erreur à la différence de marche Δ , λ longueur d'onde de la raie considérée). L'effet est chromatique et la position des raies est évidemment concernée.

On peut montrer [5] que le déplacement $\frac{d\sigma}{\delta\sigma}$ ($d\sigma$ déplacement du milieu de la corde définissant le nombre d'onde de la raie, de largeur à mi-hauteur $\delta\sigma$ est fonction linéaire de $\frac{\varepsilon}{\lambda}$ pour des déphasages $\frac{\varepsilon}{\lambda}$ petits.

Application numérique

La figure 25 de l'annexe au chapitre III page 104 montre que sous vide dans le meilleur des cas Δ_0 est définie à ± 5 Å . Si on prend comme erreur ε la valeur correspondant à la partie la plus perturbée de la trace inférieure on a $\varepsilon \simeq \pm 40$ Å , alors pour une longueur d'onde $\lambda = 10\,000$ Å on a $\frac{\varepsilon}{\lambda} = \pm 4 \ 10^{-3}$. La valeur $\frac{d\sigma}{\delta\sigma}$ correspondante est 0.012 . Avec $\delta\sigma \simeq 10^{-2}$ cm^{-1} et en supposant que $d\sigma$ représente le déplacement de la raie on arrive à :

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{10\,000\ \text{Å}} \simeq \pm 10^{-8}$$

VI - Erreurs systématiques pouvant provenir des effets de filtres

Nous entendons par effet de filtre tout effet tendant à multiplier le spectre par une fonction $F(\sigma)$. Cet effet n'a évidemment rien de spécifique à la Spectroscopie de Fourier. Il peut avoir comme causes divers phénomènes comme par exemple, l'émission de la source blanche pour les spectres d'absorption, la courbe de réponse spectrale des filtres utilisés, les spectres cannelés dus aux traversées de lames à faces parallèles, la variation chromatique de transparence de l'interféromètre, la réponse chromatique des cellules, la modulation interne, les absorptions parasites du milieu ambiant (eau atmosphérique par exemple).

Appelons $P(\sigma-\sigma_0)$ le profil symétrique de hauteur 1, de largeur $\delta\sigma$ de la fonction d'appareil à σ_0 . Si vers σ_0 , $F(\sigma-\sigma_0) = 1$ une raie d'intensité I (*) à σ_0 sera exprimée par $I \times P(\sigma-\sigma_0)$ en émission et $1-I\ P(\sigma-\sigma_0)$ en absorption .

Faisons l'hypothèse d'une fonction $F(\sigma-\sigma_0)$ pouvant être localement (c'est-à-dire sur quelques largeurs de raies autour de σ_0), assimilée à une droite de pente a .

(*) Cette intensité est en général définie relativement à l'intensité de la raie de hauteur maximum dans le spectre d'émission et relativement à l'intensité du fond continu local dans le cas d'un spectre d'absorption. Dans ces conditions un effet de filtre aura sur les intensités des raies des conséquences différentes suivant la nature du spectre. Pour les spectres d'émission, les intensités relatives des raies seront modifiées, ce qui n'est pas le cas pour les spectres d'absorption.

Le profil de la raie d'absorption à σ_0 s'exprime alors par :

$$(1 + a \times(\sigma-\sigma_0))[1 - I\ P(\sigma-\sigma_0)]$$

qui se décompose en $1-I\times P(\sigma-\sigma_0)$ et $[1-I\ P(\sigma-\sigma_0)]a\times(\sigma-\sigma_0)$ termes respectivement symétrique et antisymétrique en σ par rapport à σ_0 .

Le profil de la raie est donc déformé. Il présente une dissymétrie qui va se traduire par un décalage du nombre d'ondes mesuré. Supposons ce nombre d'ondes défini comme la position du milieu de la corde de la raie située à $\frac{I}{9}$ du sommet. On peut montrer alors que le décalage $d\sigma$ du nombre d'ondes de la raie mesurée exprimé par la formule suivante :

$$d\sigma = a\ \frac{[1 - 0,9\ I]}{4I}\ \delta\sigma^2$$

qui est valable pour les cas où le déplacement du fond continu sur quelques largeurs de raies est faible par rapport à l'intensité I de la raie.

Le déplacement $d\sigma$ dépend donc évidemment de la largeur de raie et de la perte de la fonction $F(\sigma)$. Il est d'autant plus grand que l'intensité I de la raie est faible (*) .

(*) Ce n'est pas le cas pour les profils d'émission où l'intensité de la raie n'intervient pas dans l'expression du décalage donnée par $\frac{a\delta\sigma^2}{2}$. Une autre différence évidente entre émission et absorption est le sens du décalage de nombre d'onde de même signe que la pente a pour les spectres d'émission et de signe contraire pour les spectres d'absorption.

Application numérique :

Examinons l'ordre de grandeur des décalages dans deux cas différents

a) Soit $a = \frac{1}{30}$ cm $\quad \delta\sigma = 20\ 10^{-3}\ cm^{-1}$ et $\sigma = 5\ 000\ cm^{-1}$

on obtient alors

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{I=1} \simeq 0{,}6\ 10^{-10} \qquad \left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{I=\frac{2}{10}} \simeq 2\ 10^{-9}$$

Ces grandeurs numériques correspondent au cas des spectres d'absorption de CO traité au chapitre V (voir figure 8 page 202) et plus précisément au flanc du filtre situé vers les courts nombres d'ondes.

b) Soit maintenant $a = 1$ cm $\quad \delta\sigma = 20\ 10^{-3}\ cm^{-1}$ et $\sigma = 5\ 000\ cm^{-1}$

on obtient alors

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{I=1} \simeq 0{,}6\ 10^{-9} \qquad \left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{I=\frac{2}{10}} \simeq 2\ 10^{-8}$$

c'est le cas de la pente due à la cannelure sur les spectres de CO cité plus haut.

VII - Effets conjugués des diverses causes possibles d'erreurs systématiques

Tous les effets que nous venons d'examiner peuvent se classer en deux catégories. On trouve d'une part les effets de phase qui interviennent directement sur la différence de marche et d'autre part les effets d'amplitude qui perturbent la grandeur des échantillons sans que la différence de marche Δ soit affectée. Ces deux catégories comprennent chacune des effets reliés directement au temps ou directement à Δ. La majeure partie des effets considérés sont des effets de phase qui sont seuls à déplacer les profils de raies.

Nous avons porté sur le tableau 1 les grandeurs numériques des erreurs systématiques présentes dans les conditions précisées aux paragraphes précédents. En fait ces grandeurs correspondent aux conditions d'enregistrement des interférogrammes du chapitre suivant. Le tableau 1 comporte deux colonnes $\frac{d\sigma}{\sigma}$, contrôle parallèle et contrôle direct dont nous précisons la signification.

a) Contrôle parallèle

La différence de marche est mesurée lors de l'enregistrement de l'interférogramme uniquement par la raie de référence. Celle-ci, donnée par ailleurs en fonction de l'étalon de longueur, suit dans l'interféromètre un chemin parallèle mais différent du chemin que suit le faisceau de la source qu'on veut étalonner. Tous les effets instrumentaux ont alors leurs corrections dans les conditions les plus favorables entachées de l'incertitude donnée sur la dernière ligne du tableau, soit :

Origine		Voir	page	Erreur relative $\frac{d\sigma}{\sigma}$ sur la mesure des raies		
				contrôle parallèle	contrôle direct	
					différé	non différé
diaphragme d'entrée	diamètre fini	II A	112	$2\ 10^{-8}$	0	0
	décentrage	II C	124	10^{-8}	0	0
	inégalité d'éclairement	II E 1	133	?	$\neq 0$	$\neq 0$
	défocalisation	II E 2	135	$7{,}5\ 10^{-9}$	0	0
raie de référence	effets précédents			$2\ 10^{-8}$, 10^{-8} , ? , $7{,}5\ 10^{-9}$	0	0
	incertitude sur le nombre d'ondes	III A 1	144	$6\ 10^{-8}$	$\sim 10^{-8}$	$\sim 10^{-8}$
	largeur	III A 2	145	$5\ 10^{-10}$	0	0
	symétrie	III A 3	148	10^{-9}	0	0
Indice du milieu ambiant		III B	153	$2\ 10^{-10}$ ($4\ 300\ cm^{-1}$) $4\ 10^{-9}$ ($14\ 000\ cm^{-1}$)	$\neq 0$	$\neq 0$
Dérives		IV A	156	10^{-8} (10 heures) 10^{-9} (1 heure)	$\neq 0$	0
Différence de marche zéro		V B	164	10^{-8}	$\neq 0$	0
Filtre		VI	166	$\sim 10^{-10}$	$\neq 0$	+ 0
Effets conjugués				$\sim 7\ 10^{-8}$	$\sim 10^{-8}$	

Tableau 1 : On résume les erreurs systématiques dans les conditions numériques précises des paragraphes précédents.
Contrôle parallèle : Δ est mesurée par la raie de référence sur un chemin parallèle au chemin suivi par le signal enregistré
Contrôle direct : Δ est mesuré sur le même trajet que le signal enregistré
différé : avant ou (et) après ; non différé : en même temps.

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{\text{parallèle}} \simeq 7\ 10^{-8} .$$

Ainsi par exemple à 5 000 cm^{-1} le nombre d'ondes est donné à ± 0,5 $10^{-3} cm^{-1}$.

b) Contrôle direct différé

Contrôle direct signifie que la différence de marche est directement mesurée sur la voie optique correspondant au signal enregistré. Ce contrôle direct est différé dans le temps. Il se fait donc soit avant, soit après, soit avant et après l'interférogramme mesuré.

Dans ces conditions la raie de référence du Xe sert uniquement de relais et la véritable longueur d'onde étalon est donc placée devant l'entrée de mesure et non plus l'entrée de contrôle parallèle. Il y a tout intérêt évidemment à utiliser la raie du Krypton étalon de longueur. Si σ_{Kr} est le nombre d'ondes de cette raie et si la mesure donne σ'_{Kr} la grandeur :

$$\frac{\sigma'_{Kr} - \sigma_{Kr}}{\sigma_{Kr}} = C$$

donne alors la valeur chiffrée de l'ensemble des erreurs systématiques qui sont, relativement aux nombres d'ondes, représentées par des constantes.

La qualité du contrôle de la différence de marche dépendra de l'identité de parcours du nouveau faisceau de référence et de celui qu'on mesure. La partie la plus délicate consistera à éclairer le diaphragme d'entrée de façon uniforme. Ce type d'enregistrement ne contrôlera les dérives que si elles sont linéaires dans le temps. D'autre part il ne permet pas d'éliminer les erreurs dues à l'incertitude sur la différence de marche zéro.

c) Contrôle direct non différé

C'est le meilleur des contrôles. Il s'effectue toujours sur la même voie optique et en même temps que l'enregistrement du faisceau mesuré. Les erreurs dues à l'incertitude sur la différence de marche zéro et aux dérives disparaissent. Il reste encore cependant les erreurs systématiques en provenance de l'inégalité d'éclairement, de l'indice du milieu ambiant et des effets de filtre.

Sur le tableau 1 nous nous sommes contenté d'exprimer la possibilité d'erreurs en colonnes "contrôle direct" et non leur grandeur. Il est bien évident qu'à partir du moment où on envisage des effets de déplacements extrêmement fins tout est affaire de cas particuliers et on ne peut pas faire d'estimation chiffrée à caractère général (*)

(*) Nous n'avons pas parlé dans ce chapitre des effets dus aux techniques de calcul. Ils sont développés dans la référence [5] par H. Delouis qui estime que l'incertitude relative qui en résulte sur la mesure des nombres d'ondes est de l'ordre de $5\ 10^{-10}$. Ce chiffre n'a rien de définitif et si le besoin s'en fait sentir il peut être diminué par une adaptation des programmes.

En conclusion à ce chapitre nous dirons que dans son état actuel, l'interféromètre, appareil extrêmement complexe, permettant d'accéder à une information couvrant un domaine spectral étendu est capable de fournir en routine c'est-à-dire avec la technique contrôle parallèle, des spectres avec une précision relative de mesure sur les nombres d'ondes de l'ordre de 10^{+7} , dans les conditions optima de réglages. En contrôle direct il peut faire des mesures de longueurs d'onde avec une précision 10 fois meilleure, soit 10^{8} . Des mesures de cette qualité ne sont évidemment réalisables que si elles sont menées avec soin, méthode,"patience et longueur de temps".

REFERENCES DU CHAPITRE IV

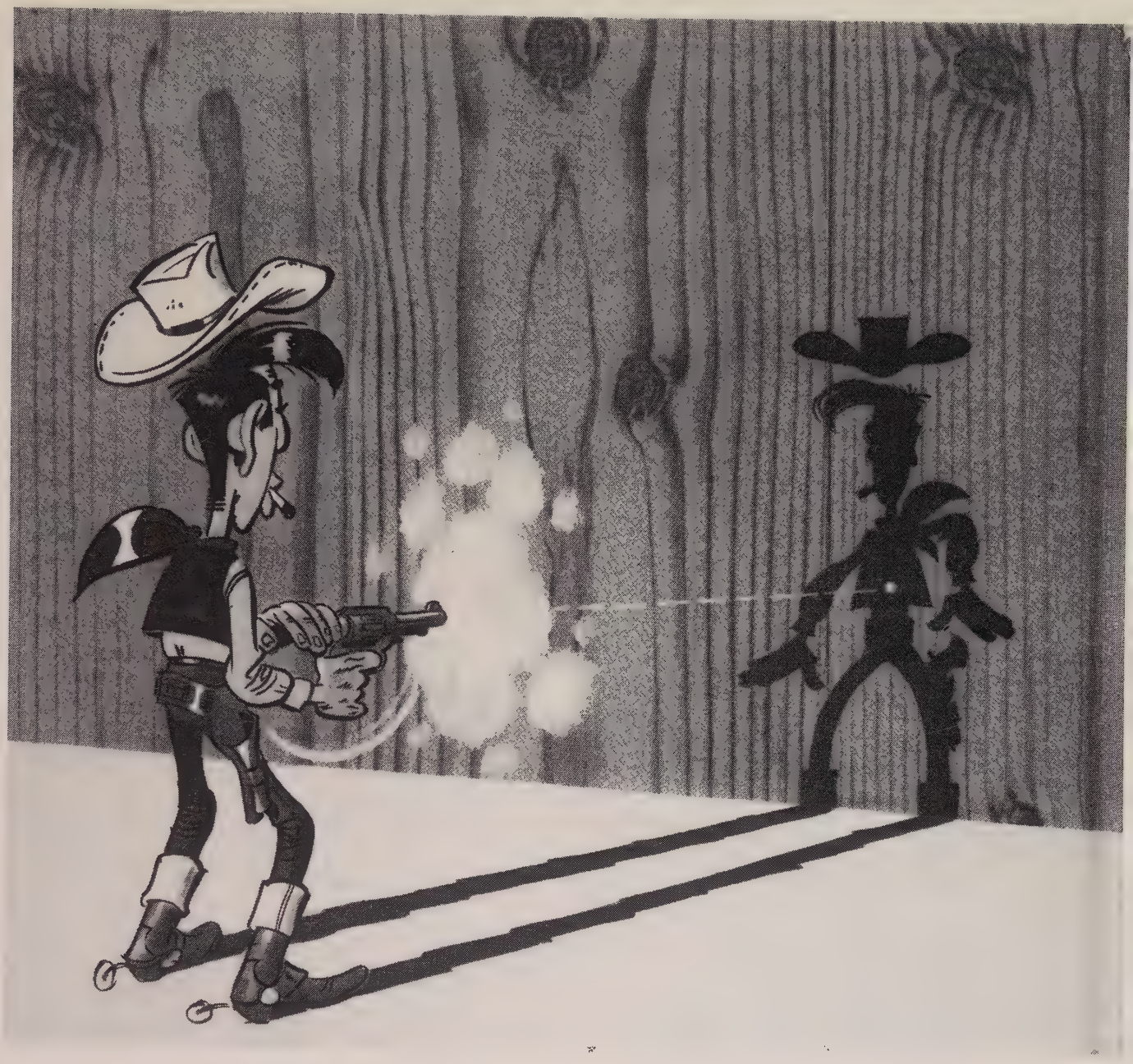
[1] J. CONNES Thèse d'Etat Paris 1960

[2] J. PINARD Thèse d'Etat Paris 1968

[3] B. EDLEN J.O.S.A. 43, 339 (1953)

[4] J.P. MAILLARD Thèse 3ème cycle Orsay 1967

[5] H. DELOUIS Thèse d'Etat Orsay 1973.



LUCKY LUKE

L'homme qui tire plus vite que son ombre.

Sans la permission de MORRIS et UDERZO.

CHAPITRE V

Application de la Spectroscopie de Fourier à une nouvelle mesure de la Vitesse de la Lumière dans le Vide par la méthode des Spectres de Bandes.

I Préambule

Parmi les diverses méthodes traditionnelles de mesure de la Vitesse c de la Lumière, la méthode des Spectres de Bandes de A.E. DOUGLAS et D.H. RANK [1] tient une place de choix. Cette méthode utilise pour la détermination de c la comparaison de la constante rotationnelle B d'une molécule simple (en général diatomique) qui peut s'exprimer de 2 façons différentes. A partir des spectres de rotation pure, obtenus dans le domaine des micro-ondes cette constante B_{MO} s'évalue en hertz. A partir des spectres de vibration-rotation situés en général dans le proche infrarouge cette même constante B_{IR} s'obtient en centimètre^{-1}. Il est clair qu'alors :

$$\frac{B_{\mu O}}{B_{IR}} = c$$

La précision de la mesure de c dépend des trois facteurs suivants :

a) Précision des mesures infrarouges

b) Précision des mesures micro-ondes

c) Bien-fondé du modèle théorique qui rend compte des molécules linéaires.

Jusqu'alors les mesures des nombres d'ondes se sont révélées être le point faible de la méthode et leur précision au moins dix fois moins bonne que celle de la détermination des fréquences a toujours limité la qualité de la mesure de c, que nous avons tenu à refaire pour plusieurs raisons.

- Les spectres divers obtenus avec notre interféromètre révèlent une cohérence interne dans la mesure des nombres d'ondes jusqu'alors inégalée en spectroscopie infrarouge. Il semblait donc en conséquence possible d'améliorer la précision de la mesure de c (*).

- La méthode des Spectres de Bandes est une méthode originale de mesure de c. Lui redonner vigueur, c'est apporter pour la détermination de c une méthode indépendante de celles qui existent par ailleurs.

- Cette méthode nécessite la mesure absolue de nombres d'ondes obtenus en se référant directement au standard de longueur (raie orangée de ^{86}Kr), type de mesure encore jamais essayé en Spectroscopie de Fourier. Elle présente l'avantage de permettre la détection d'erreurs systématiques éventuelles sur nos mesures absolues de positions de raies, par la confrontation de notre résultat sur c aux résultats obtenus par

---

(*) Au moment où nous avons entrepris cette expérience (février 1972) les meilleures précisions sur c étaient 10^{+6}.

ailleurs par des méthodes complètement indépendantes.

- De très nombreux spectroscopistes ont besoin pour étalonner leurs mesures, de spectres standards d'émission ou d'absorption, atomiques et moléculaires, soigneusement mesurés. Il semble justifié de penser que la Spectroscopie Instrumentale traditionnelle (nous entendons par là celle qui fait appel aux réseaux,Fabry Perot) fera encore longtemps, usage de tels spectres de référence mesurés en valeur absolue avec une très grande précision.

Avant d'exposer, dans ce chapitre, les résultats auxquels nous sommes parvenus, nous ferons une revue rapide des diverses méthodes permettant la mesure de c, suivie d'une partie plus détaillée sur la méthode des Spectres de Bandes.

II Revue des diverses méthodes permettant la mesure de c.

Nous faisons ici un survol volontairement très rapide (*) et nous nous limitons aux méthodes de mesures de c antérieures à 1972. Les autres méthodes seront évoquées dans la conclusion de ce chapitre.

A - Etalon de temps, Etalon de longueur

Mesurer une vitesse revient évidemment à mesurer d'une part une longueur et d'autre part un temps. Ces deux grandeurs doivent être

---

(*) Pour plus de détails, on peut se reporter au livre de K.D. FROOME et L. ESSEN, "The Velocity of Light and Radiowaves" Academic Press,1969.

exprimées relativement à une longueur et à temps standards reproductibles dans le temps et dans l'espace. La définition de ces standards s'accompagne nécessairement de l'incertitude entachant cette même définition. Jusqu'à ces dernières années où la stabilisation, par diverses méthodes, de la longueur d'onde des lasers est devenue une réalité, la définition du temps a été de très loin nettement plus précise que celle des longueurs. La Seconde, unité légale de temps est définie par l'intermédiaire de la fréquence de la transition de deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de Césium 133. La précision de la mesure de cette transition à 9.192.631,7700 Hz est de 10^{+11}. Elle surpasse de 3 ordres de grandeur la précision de la définition du standard de longueur qui est encore donné par la raie orangée du Krypton 86. Le Mètre qui vaut 1.650.763,73 fois la longueur d'onde de la raie $^2p_{10}$ - $^2d_5$ du ^{86}Kr, est donc connu à 10^{-8} près. Cette limitation est actuellement une limitation fondamentale à toute mesure absolue de longueur et de vitesse (*). Il est raisonnable de penser que dans ces prochaines années ce "déjà vieux" mètre étalon (né en 1960) laissera la place à l'un des nouveaux prétendants soit en l'occurence, une raie d'absorption saturée sur laquelle on asservit une longueur d'onde laser (He-Ne-(CH_4) à 3,39μ, He-Ne (I2) à 6.328 Å par exemple), soit une définition de la vitesse de la lumière. La longueur perdrait alors son titre de Standard et dériverait des étalons de temps et de vitesse.

(*) Il faut cependant bien reconnaître que jusqu'en 1972 cette limitation n'a été en rien responsable de celle de la précision de la mesure de c, donnée seulement à 10^{+6}.

B - Classement des méthodes de mesures de c.

Nous séparons ces diverses méthodes en deux catégories : 1, 2.

1) Méthodes directes

On mesure une longueur et le temps réel mis par la lumière pour la parcourir.

a) en faisant une mesure de la fréquence et de la longueur d'onde d'une même radiation ;

b) en modulant, en amplitude le plus généralement, un faisceau lumineux de longueur d'onde quelconque.

2) Méthodes indirectes

c, est encore bien entendu, connectée à un temps et à une longueur mais de façon moins évidente. On trouve dans cette catégorie :

a) le rapport d'une même grandeur électrique mesurée dans les systèmes d'unités U.E.S.C.G.S. et U.E.M.C.G.S.

b) le rapport d'une même grandeur moléculaire mesurée dans deux domaines spectraux suffisamment éloignés pour accéder à sa valeur d'une part en termes de temps, d'autre part en termes de longueur.

Dans la catégorie 1a, la fréquence de la radiation est de l'ordre de la dizaine de gigahertz ($\lambda \sim 3$cm). On trouve essentiellement ici les mesures de L. ESSEN et de K.D. FROOME.

ESSEN utilise une cavité résonante cylindrique dont il mesure soigneusement les dimensions et qu'il excite par un Klystron dont la fréquence est directement donnée relativement à un standard de temps. L'instrument est l'équivalent du Fabry-Perot optique.

FROOME se sert d'un interféromètre de Michelson pour mesurer la longueur d'onde de la radiation.

La catégorie 1b est celle de la première expérience cherchant à mesurer c, dont l'auteur est GALILEE. On y trouve également les expériences bien connues de la roue dentée de FIZEAU, des miroirs tournants de FOUCAULT et de MICHELSON.

La précision des mesures de cette espèce dépend bien entendu de la qualité de la modulation et de la réception du signal, qui déterminent en fait l'horloge à partir de laquelle on mesure le temps. Le géodimètre de BERGSTRAND utilise une cellule de Kerr et un photomultiplicateur modulés en phase. KAROLUS se sert d'une cuve à ultrasons pour moduler le signal et observe un phénomène de battements sur son photomultiplicateur comme technique de détection.

La catégorie 2a utilise en définitive de la relation bien connue

$$c = \frac{1}{\epsilon_o \mu_o}$$

où ϵ_o et μ_o représentent la permittivité et la perméabilité du vide. Les permières mesures de ce type sont assez anciennes. Elles datent de 1857. KOHLRAUSCH et WEBER obtiennent alors c en se servant de la mesure de la capacité C d'un même condensateur dans les deux systèmes d'unités. Alors

$$c = \frac{Cues}{Cuem}$$

En 1907, ROSA et DORSEY refont l'expérience et donnent une mesure de c de très bonne qualité.

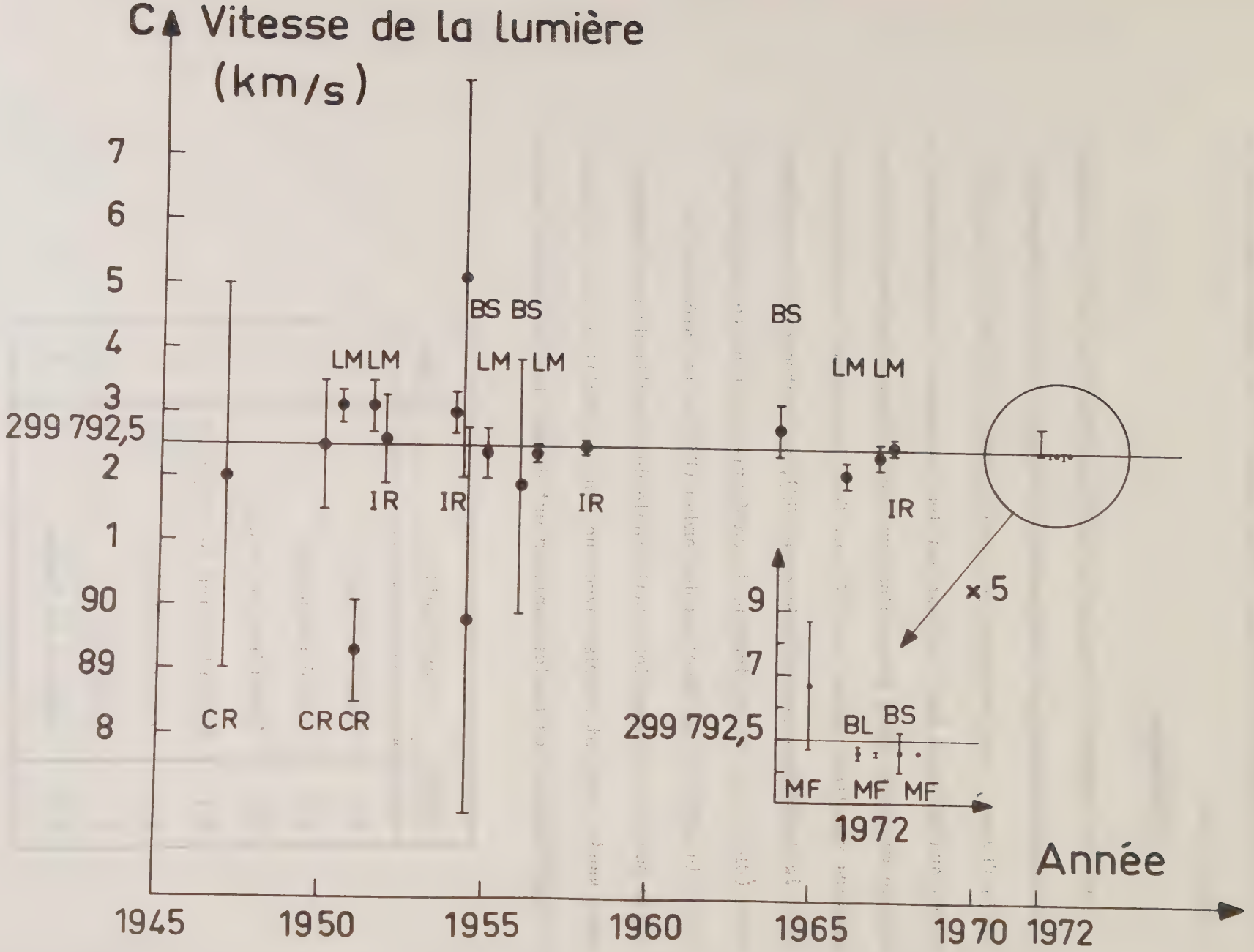
La catégorie 2b est celle de la méthode des Spectres de Bandes que nous développons plus loin. (Elle présente des similitudes avec la catégorie 1a).

C - Précisions

Afin de réduire à l'essentiel les considérations sur la précision des diverses mesures que nous venons d'évoquer, nous avons représenté sur la figure 1 les résultats les plus significatifs de ces vingt dernières années ainsi que l'erreur qui les accompagne. Un sigle donne la méthode employée. Nous avons placé sur cette figure également les tout derniers résultats datant de 1972 qui font intervenir la nouvelle méthode de Multiplication de Fréquence (MF), une méthode de Bandes Latérales (BL) [24], toutes deux de la catégorie 1a et notre résultat utilisant la méthode des Spectres de Bandes (BS) de la catégorie 2b. Compte-tenu de la réduction considérable de l'amplitude des erreurs cette année 1972 est reprise avec une échelle amplifiée sur la figure 2. La signification des sigles employés est donnée dans le tableau suivant :

Sigle	Signification	Type
B L	Bande latérale	1a
C R	Cavité résonante	1a
I R	Interféromètre radio	1a
M F	Multiplication de Fréquence	1a
L M	Lumière modulée	1b
G	Géodimètre	1b
B S	Spectres de Bandes	2b

Tableau : 1



V - Figure 1 : Meilleures mesures de la Vitesse de la Lumière de ces 25 dernières années.
Le sigle BS (Spectres de Bandes) correspond à la méthode que nous avons utilisée.
Pour plus de détails, se référer au livre de K.D. FROOME et de L. ESSEN (voir note, page 177).

Il ressort d'une première analyse très rapide de la figure 1 que 1972 marque indiscutablement une date importante pour la mesure de c. Aussi, laissons-nous à cette année une place particulière à la fin de ce chapitre. On constate également sur cette figure d'une part l'absence du type 2a, d'autre part le fait que pour les méthodes du type 1a la technique Michelson (IR) donne de meilleurs résultats que la technique Fabry-Perot (CR). Le type 1b donne de bons résultats avec le géodimètre (G) de BERGSTRAND et (IM) de KAROLUS. Quant à la méthode des Spectres de Bandes (BS) si elle produit en 1955 des premiers résultats dont la précision est assez médiocre celle-ci s'améliore nettement avec le temps et donne des résultats "estimables" avec notre mesure.

Quoiqu'il en soit, jusqu'en 1972 la valeur de c communément admise

$$c = 299.792,50 \pm 0,4 \text{ Km/s.}$$

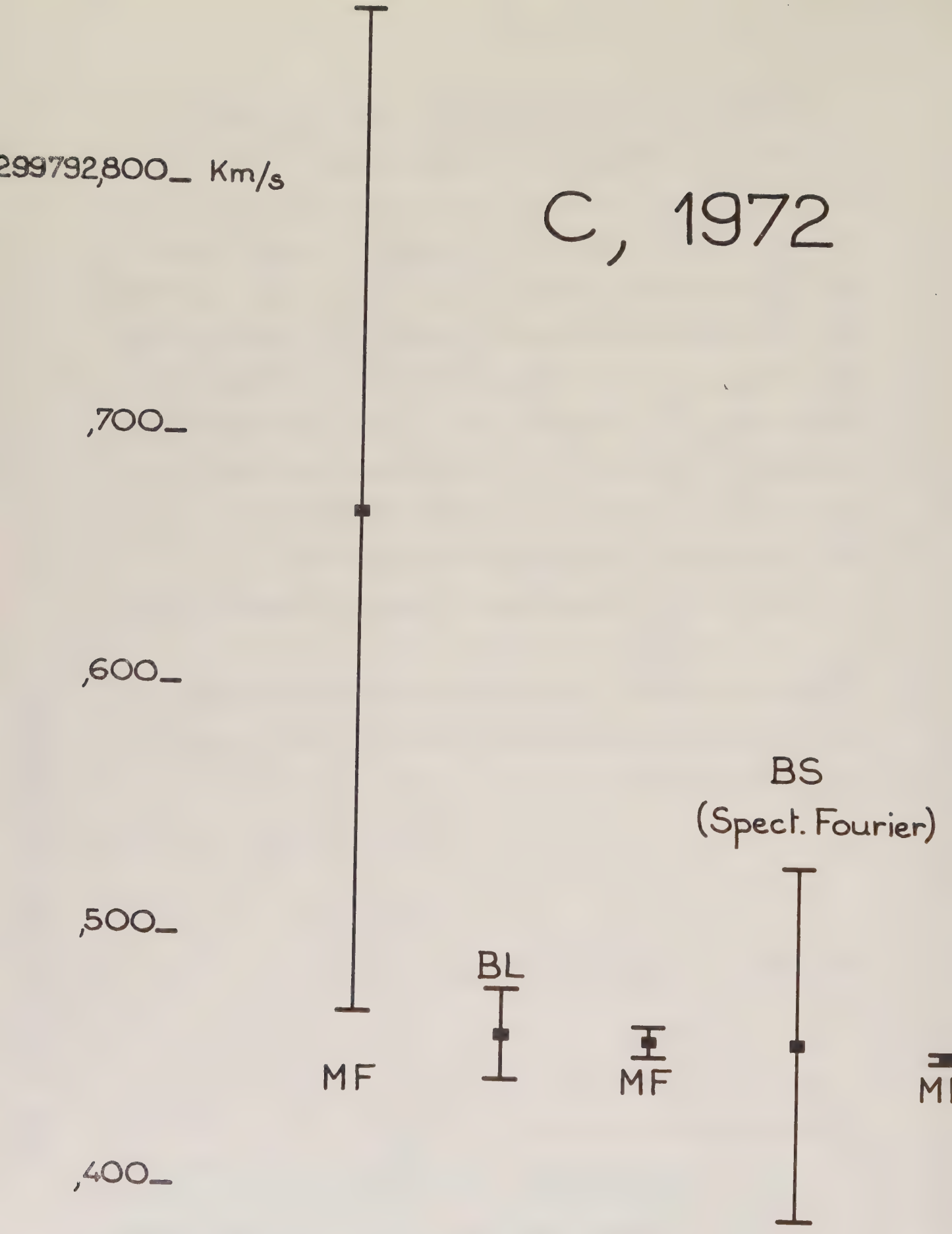
a pour précision $\pm 10^{+6}$. Cette valeur de c est recommandée depuis 1958 par l'International Scientific Radio Union et l'International Union for Géodesy and Geophysics.

III Méthode des Spectres de Bandes

A - Principe

Il repose essentiellement sur le principe de combinaison et sur la théorie du rotateur vibrant [1].

Soit une molécule diatomique (ex. CO, HCl). Les diverses configurations de vibration et de rotation correspondent à des états énergétiques déter-



V - Figure 2 : Mesures de c en 1972.

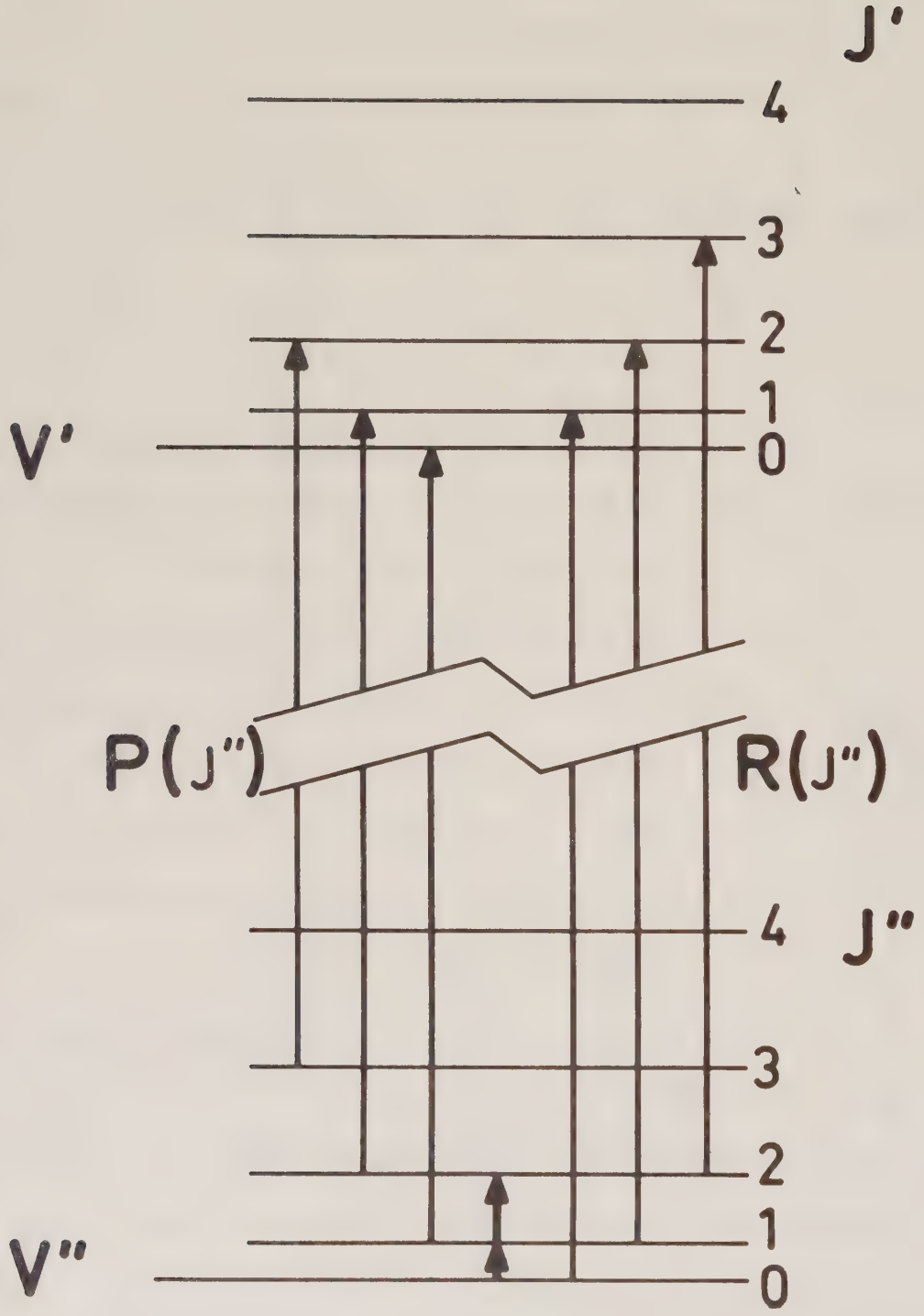
minés, et associés à des nombres quantiques v et J. Les niveaux de rotation représentent une structure fine des niveaux de vibration . La figure 3 représente deux niveaux vibrationnels v' et v" et leur décomposition en sous-niveaux rotationnels J' et J". Les transitions permises par les règles de sélection entre les niveaux J" et J' sont représentées, en partie, par les $R(J")$ d'une part et les $P(J")$ d'autre part qui obéissent respectivement aux règles de sélection suivantes :

$$J' - J" = +1 \quad , \quad J' - J" = -1$$

Ces branches R et P font partie des spectres de vibration-rotation qu'on observe dans l'infrarouge proche. La position de chacune des raies qui les compose sera donc mesurée en termes de longueur.

Il n'en est pas de même des transitions de rotation pure, qui correspondent à un changement d'état énergétique au sein d'un même niveau vibrationnel. Les transitions permises entre $J" = 0$ et $J" = 1$, $J" = 1$ et $J" = 2$ etc... du même niveau v" se trouvent dans un domaine spectral en général situé dans la région des micro-ondes. Elles seront en conséquence mesurées en termes de temps.

On voit clairement sur la figure 3 que la somme de ces deux transitions est égale à la différence des transitions $R(0)$ et $P(2)$ qui aboutissent chacune au même niveau supérieur $J' = 1$. On peut dire, de façon simplifiée, que la méthode des Spectres de Bandes consiste à mesurer dans l'infrarouge proche la différence $R(0) - P(2)$, dans l'infrarouge lointain ou la région des micro-ondes les transitions $[0 \rightarrow 1]$ et $[1 \rightarrow 2]$ et à en tirer c



V - Figure 3 : Niveaux de vibration-rotation et transitions permises pour une molécule diatomique.

par la relation simple suivante :

$$c = \frac{[0 \rightarrow 1] + [1 \rightarrow 2] \text{ en Hz}}{R(0) - P(2) \text{ en cm}^{-1}}$$

En réalité c s'obtient par la comparaison des mesures de la constante rotationnelle $B_{v''}$ du niveau vibrationnel fondamental v" = 0, effectuées à partir d'une série de raies micro-ondes d'une part, infrarouges d'autre part. La théorie quantique du rotateur vibrant, très bien connue depuis longtemps [2][3] montre, dans l'hypothèse d'une interaction entre les mouvements de vibration et de rotation, qu'en partant d'une forme de potentiel élaborée on peut exprimer de façon très précise les termes spectraux T(v,j) de vibration-rotation d'une molécule diatomique sous la forme:

$$T(v, \ ) = G(v) + F_v(J) \qquad (1)$$

avec

$$G(v) = \omega_e(v + \tfrac{1}{2}) - \omega_e x_e(v + \tfrac{1}{2})^2 + \omega_e y_e(v + \tfrac{1}{2})^3 + \ldots$$

et $$F_v(J) = B_v J(J+1) - D_v J^2 (J+1)^2 + H_v J^3 (J+1)^3 + \ldots$$

Les règles de sélection sur les nombres quantiques v et J (*) conduisent à des transitions de rotation pure ou de vibration rotation dont le nombre d'ondes, différence de deux termes T, est une fonction de J.

Ainsi, pour un spectre d'absorption les nombres d'ondes σ de vibration-rotation suivent la loi :

$$\sigma = C_o + \sum_n C_n m^n \qquad (2)$$

où m prend la valeur J + 1 pour $\Delta J = +1$ (Branche R) , et la valeur - J pour $\Delta J = -1$ (Branche P).

(*) Il s'agit là de constantes effectives qui tiennent compte des termes provenant des perturbations d'ordre supérieur.

Les coefficients C_n de (2) sont, bien entendu, donnés en fonction des diverses constantes de (1). Par exemple :

$$C_o = G(v') - G(v'')$$

$$C_1 = B_{v''} + B_{v'}$$

$$C_2 = B_{v'} - B_{v''} + D_{v''} - D_{v'}$$

$$C_3 = -2(D_{v'} + D_{v''}) + H_{v'} + H_{v''}$$

$$C_4 = D_{v''} - D_{v'} + 3(H_{v'} - H_{v''})$$

C_o, le centre de bande, représente la différence des parties strictement vibrationnelles des termes dont σ est la différence.

La constante $B_{v''}$ sera donnée par une combinaison des C_n dans les mesures infrarouges. Ceux-ci seront obtenus par un calcul de moindres carrés portant sur l'ensemble des raies $\sigma_o(J)$ expérimentalement observées et mesurées. Ce calcul donnera un ensemble de raies théoriques calculées $\sigma_c(J)$ obéissant à la formule (2).

La constante $B_{v''}$ micro-onde sera donnée par des calculs similaires sur les nombres d'ondes σ_{MO} de rotation pure qui s'expriment par la formule suivante :

$$\sigma_{MO}(J) = B_{v''}(J+1) - D_{v''}(J+1)^2 + H_{v''}(J+1)^3 [(J+2)^3 - J^3] + \ldots \quad (3)$$

Toute cette procédure est celle décrite dans le livre de G. HERZBERG "Infrared and Raman Spectra of polyatomic molécules VAN-NOSTRAND(1945).

On voit que l'intérêt de l'utilisation de la constante $B_{v''}$ pour la mesure de c réside surtout, par rapport à la méthode simplifiée que nous avons illustrée à l'aide de la figure 2, en ce qu'elle permet d'effectuer une moyenne sur l'ensemble des données expérimentales et d'améliorer ainsi

la précision des résultats. On comprend également qu'une théorie du rotateur vibrant imparfaite rendrait illusoire cette amélioration (*).

B - Précision

Comme nous l'avons évoqué plus haut la précision des mesures de c faites par la méthode des Spectres de Bandes a été jusqu'ici limitée par la précision des données infrarouges. Celle-ci ont été effectuées à l'aide d'un spectromètre à réseau à très haute résolution ($\delta\sigma$ instrumental $\simeq 18\ 10^{-3}\ cm^{-1}$) par RANK et ses collaborateurs [4] [5]. L'exploration du spectre se fait par les 2 actions combinées suivantes : rotation pas à pas grossière du réseau (le pas est d'environ 10 cm^{-1}) et déplacement fin de l'image dispersée du spectre sur la fente de sortie par un dispositif à très grande démultiplication qui travaille en translation [6]. L'étalonnage des raies est obtenu à l'aide de raies de référence données par des spectres d'absorption connus. Pour connaître la dispersion entre deux raies de référence consécutives on enregistre un spectre cannelé. L'écart maximum entre raies de référence ne doit pas excéder 10 cm^{-1}. Il faut pour y parvenir faire parfois usage de la superposition des ordres du réseau.

Cette méthode de mesure est délicate à mettre en oeuvre. Contrairement à la méthode de Spectroscopie de Fourier qui fait appel à une seule raie de référence pour la détermination d'une échelle de nombres d'ondes

---

(*) Il faut quand même préciser que la mesure des σ_{MO} porte en réalité sur un nombre restreint de transitions, toujours beaucoup plus faible que le nombre de transitions infrarouges mesurées. Celles-ci ne serviraient donc pas toutes si la théorie simplifiée était mise en oeuvre.

couvrant tout domaine spectral désiré, elle a besoin d'un grand nombre de raies standards.

Les mesures micro-ondes, aux environs du millimitre sont obtenues à l'aide d'un montage classique se composant d'une source (Klystron), d'une cuve à absorption renfermant les molécules étudiées et d'un récepteur (cristal). Les divers réglages sont assurés par des pièces en Teflon [7]. Les précisions de mesures sont d'autant plus grandes que la longueur d'onde λ des radiations est grande et leur intensité I importante. Or, dans les spectres de rotation pure, I et λ sont des fonctions décroissantes de J. Les mesures micro-ondes donneront en conséquence des informations précises sur les transitions entre les niveaux rotationnels de J faible. La limite supérieure actuelle des fréquences mesurables correspond à une longueur d'onde de l'ordre de 0,5 mm [8].

L'erreur relative obtenue sur les fréquences des transitions micro-ondes est de l'ordre de 10^{-7} et la constante B_o de $^{12}C\ ^{16}O$, que nous utilisons est donnée à 10^{-7}.

Un autre type de mesures micro-ondes a été rendu possible par l'utilisation de M.A.S.E.R.S.. Il améliore la précision qui atteint alors 10^{+8}. Ainsi B_o de HCN est donnée à 10^{-8} par W. GORDY [9] qui, croyant à l'impossibilité d'améliorer les mesures infrarouges et constatant la meilleure précision des mesures de c et des constantes micro-ondes, tire la conclusion logique que les nombres d'ondes standards infrarouges les plus sûrs doivent en découler. Nous pensons que nos résultats remettent en cause cette conclusion.

La meilleure précision de mesure de c obtenue avant 1972 par la méthode des Spectres de Bandes date de 1964 [10] (*), (voir figure 1).

Cette expérience porte sur HCl et donne c à ± 0,4 Km/s. soit avec une erreur relative d'environ $\pm 10^{-6}$. A l'époque les précisions des mesures infrarouges et micro-ondes sont du même ordre de grandeur. Depuis les secondes ont été refaites et leur précision s'est améliorée d'un facteur 10 [12].

Après la mise sous vide de notre appareil et les divers résultats que nous avons obtenus nous avons pensé qu'il était désormais possible de rétablir l'équilibre et d'améliorer ainsi la mesure de c à l'aide de la méthode des Spectres de Bandes. Nous montrons maintenant comment nous y sommes parvenus.

(*) Dans une note [11] datant de 1968, J. PLIVA donne une nouvelle valeur de c qu'il obtient de la façon suivante. Il combine les résultats sur les constantes micro-ondes et infrarouges en leur attribuant des poids différents. Il retient par exemple B_o micro-onde et rejette B_o infrarouge puisque la précision sur la première est meilleure. C'est le contraire pour les constantes de rang plus élevé obtenu en infrarouge plus précisément qu'en micro-onde. Il exprime ensuite toutes les constantes en cm^{-1} en utilisant c comme paramètre. Il obtient alors en fonction de ce paramètre des nombres d'ondes théoriques qu'il compare à ceux déjà observés par RANK. Le meilleur accord entre ces deux séries de nombres d'ondes est une fonction de c qu'on détermine donc de cette façon. J. PLIVA estime qu'il améliore ainsi la précision des Spectres de Bandes par un facteur 2.

IV Mesures absolues de nombres d'ondes de la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C\ ^{16}O$

A - Méthode instrumentale

Pour diverses raisons non fondamentales, nous avons décidé de porter notre choix sur la molécule $^{12}C\ ^{16}O$ dont la constante micro-onde Bo_{MO} a été donnée par P.HELMINGER et al. [8] avec une précision relative de 10^{+7}. Nos mesures ont porté sur la bande de vibration-rotation $2 \leftarrow 0$ qui s'étend sur 500 cm^{-1} environ aux alentours de 4260 cm^{-1}. Nous avons vu au chapitre IV les diverses causes d'erreurs systématiques en Spectroscopie de Fourier et leur estimation chiffrée, dans l'hypothèse d'un réglage idéal, et dans le cas de notre appareil. Nous considérons ici les résultats concrets de nos expériences.

La nécessité de mesures absolues de nombres d'ondes pour la détermination de la constante Bo_{IR} infrarouge peut ne pas sembler évidente. En effet, si on suppose un décalage systématique identique $d\sigma$ pour tous les σ_o (J) des raies observées de la bande de vibration-rotation, le calcul de moindres carrés qui permet d'accéder aux constantes moléculaires à partir des valeurs expérimentales donnera un simple décalage $d\sigma$ du centre de bande Co (voir formule 2, page 187) sans affecter les valeurs des autres C_n et donc celle de la constante Bo_{IR}. En d'autres termes un décalage de ce type ne doit pas avoir d'influence sur la mesure de c. Mais nous avons vu dans le chapitre précédent que la plupart des décalages systématiques $d\sigma$ s'expriment par :

$$\frac{d\sigma}{\sigma} = K$$

où K est une constante.

On ne se trouve donc pas dans le cas que nous venons d'évoquer et en conséquence la détermination de c passe forcément par la mesure absolue des nombres d'ondes.

Chaque interférogramme de CO a été précédé et suivi immédiatement par un interférogramme de la raie étalon de longueur du Krypton. Nous avons donc utilisé la technique définie au paragraphe VII du chapitre IV page 171 sous le nom de contrôle direct différé (CDD). L'enregistrement direct non différé eut été préférable mais s'est révélé difficile à mettre en oeuvre. En effet, les domaines spectraux du CO et du Kr ($4\ 200\ cm^{-1}$ et $16\ 500\ cm^{-1}$) nécessitent deux types de récepteurs (P.M. pour le Kr, Pb S pour le CO). D'autre part, la lampe à Krypton fonctionnant dans un bain d'azote pompé, amené ainsi au point triple, ne peut émettre dans ces conditions de façon satisfaisante qu'un temps limité (de l'ordre de 2 heures). Il eut été malheureux d'imposer cette limitation dans le temps à l'enregistrement de l'interférogramme du CO, effectué la nuit en 12 heures environ. L'avant dernière colonne du tableau 1, page 170 du chapitre précédent montre que le C.D.D. comporte six origines d'erreurs systématiques possibles sur lesquelles nous ne revenons pas. Signalons cependant que l'encadrement dans le temps par les interférogrammes du Kr, de celui du CO, ne constitue une compensation des dérives que si celle-ci sont linéaires dans le temps.

B - Conditions d'enregistrement et description des spectres

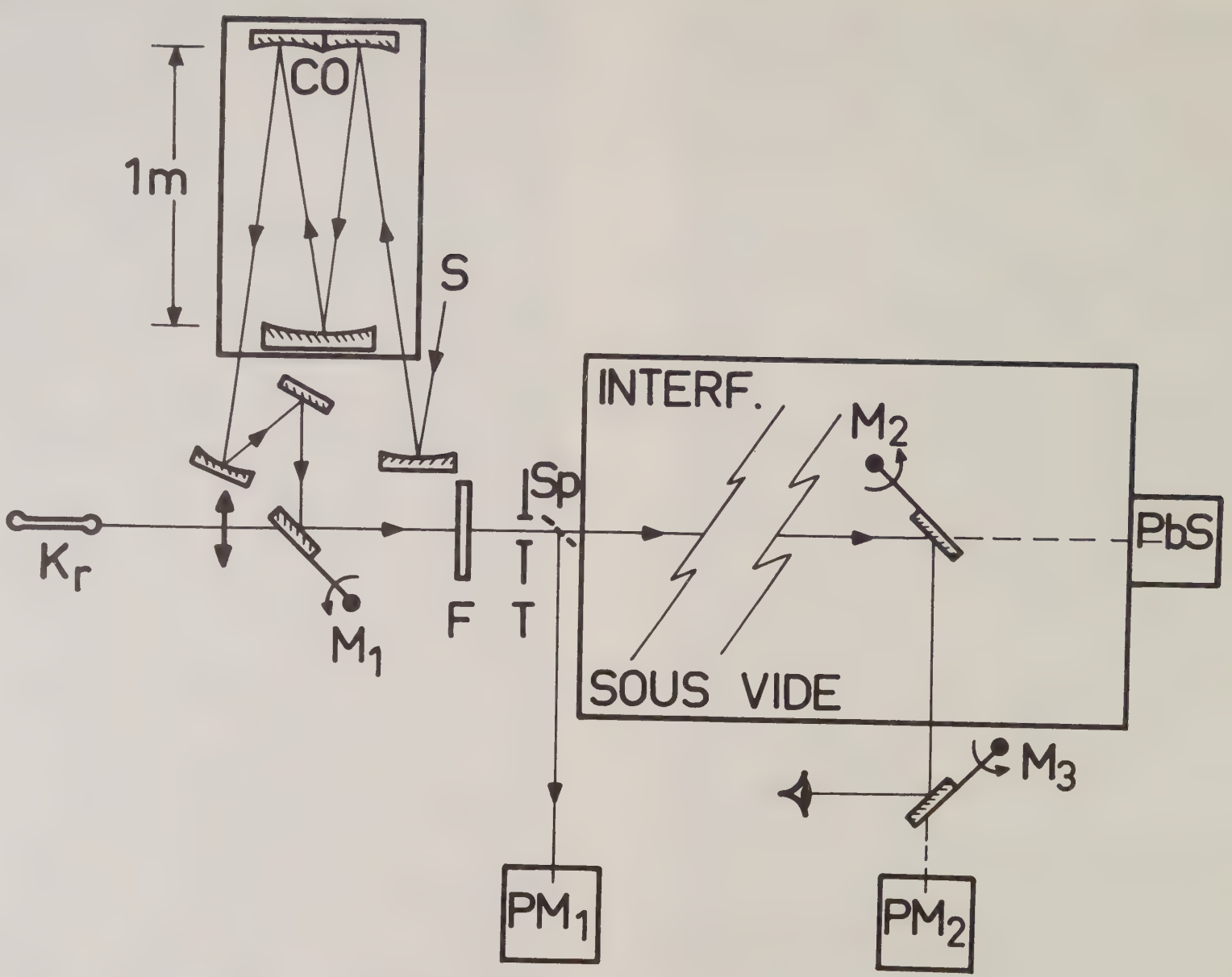
La figure 4 représente sans respect de l'échelle les positions relatives des divers éléments. La source blanche S est une lampe à Iode. La cellule de White utilisée comme cuve à absorption fait 1 mètre de long

seulement. Les miroirs pivotants M_1, M_2, permettent suivant leur position d'envoyer dans l'interféromètre, soit le faisceau de la lampe à Krypton Kr, soit le faisceau provenant de S et de les diriger à la sortie, soit sur le récepteur visible PM_2, soit sur le récepteur infrarouge PbS. La configuration des trois miroirs pivotants M_1, M_2, M_3 correspond à celle du réglage de l'interféromètre. L'accès au diaphragme d'entrée T et la mise en place des filtres F, à l'extérieur du caisson à vide est aisée. Une lame séparatrice Sp envoie sur un photomultiplicateur PM_1 une très petite partie du faisceau provenant de la lampe Kr. Le signal de PM_2 sert à compenser les fluctuations d'intensité de cette lampe (*). Toute l'optique du trajet commun aux faisceaux Kr et CO est une optique à miroir. On évite ainsi les effets divers de variations chromatiques de réglage. Le faisceau infrarouge provenant de S est également, pour cette même raison, facile à régler grâce à la partie visible du spectre de la lampe à Iode.

Le diaphragme T utilisé est extrêmement petit (diamètre angulaire 510^{-4}, rayon 1 mm) afin d'adopter l'étendue de l'interféromètre à celle disponible de la lampe à Krypton, tube cylindrique de 80 mm de long et de 2 mm de diamètre environ. Dans ces conditions avec le collimateur

---

(*) Il s'agit là de fluctuations d'intensité sans rapport avec le mécanisme intime d'émission de la lampe. Conformément aux conditions d'emploi de celle-ci [13] le bain d'azote au point triple (T = 63°K), est agité. Il peut arriver que des cristaux d'azote occultent le faisceau. Il est d'autre part difficile d'éviter la condensation d'eau qui, sous forme de petits glaçons, perturbent également l'intensité de ce faisceau.

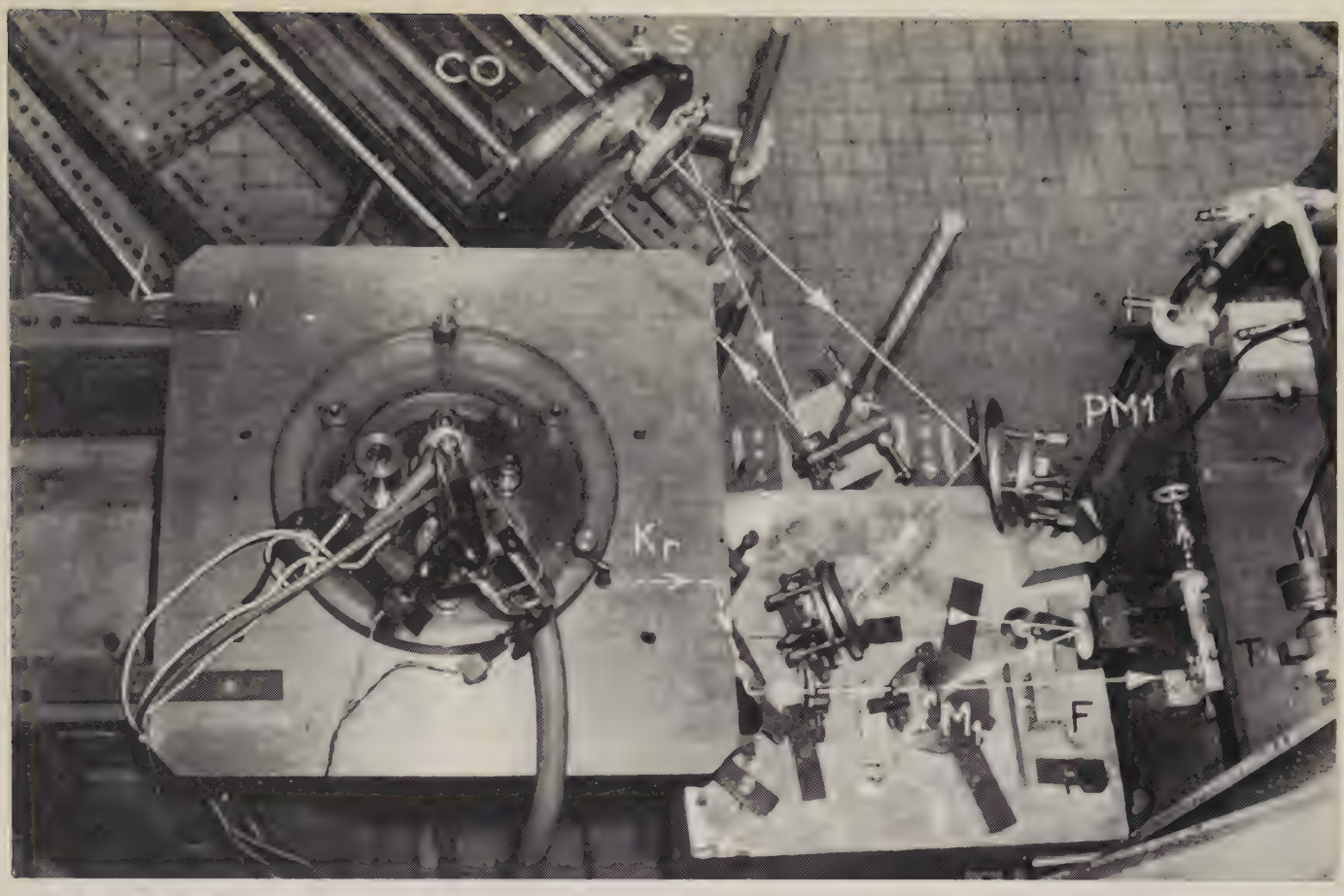


V - Figure 4 : Montage instrumental. Les miroirs pivotants M_1, M_2, M_3 permettent la mesure en contrôle direct différé, de la bande de CO.

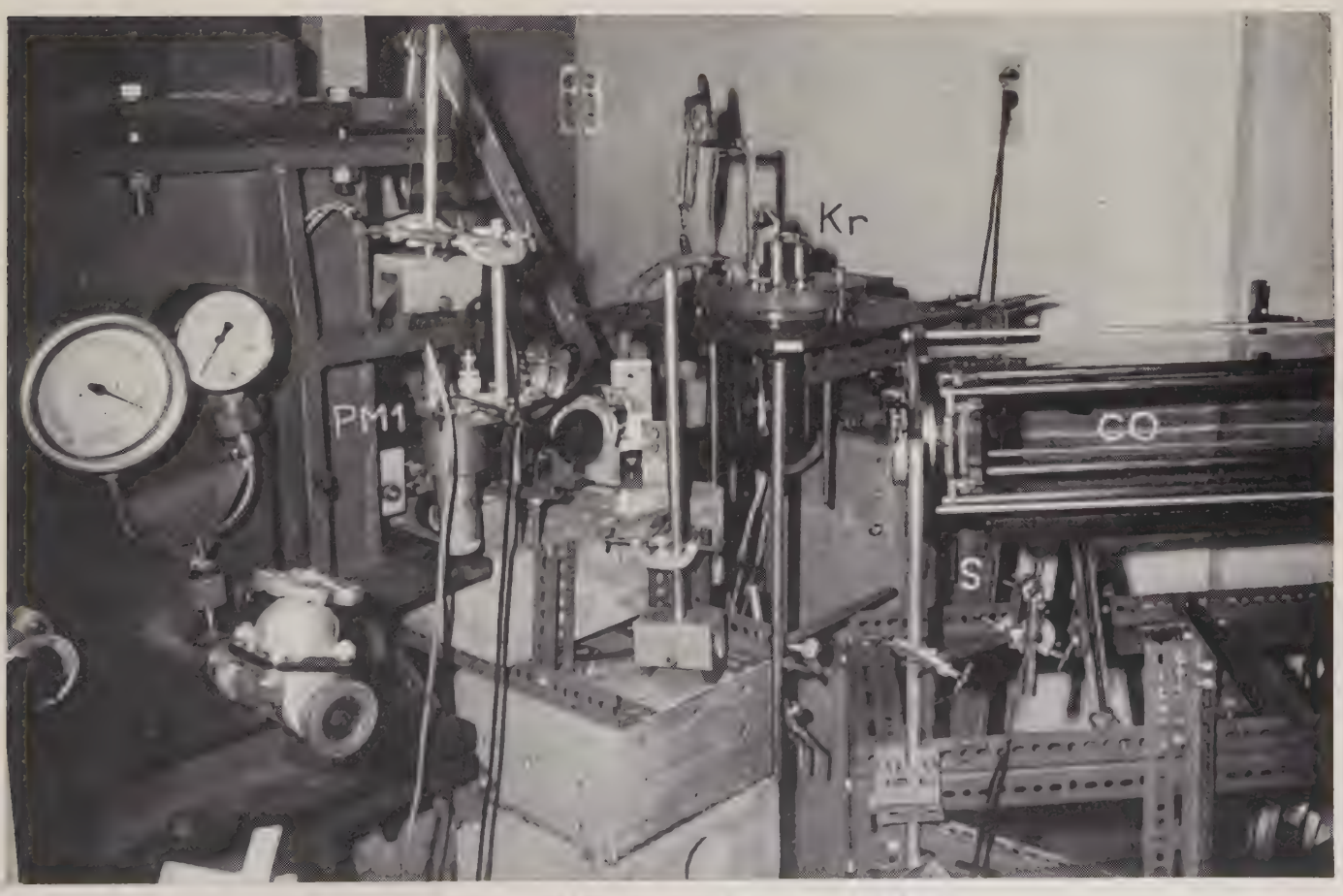
d'entrée (Φ = 80 mm) de l'interféromètre entièrement éclairé, les étendues linéaires respectives sont $4\ 10^{-2}$ mm pour l'interféromètre et $5\ 10^{-2}$ mm pour la lampe à Krypton. La pression dans le caisson à vide contenant l'interféromètre est de l'ordre de 1 torr.

Les figures 5 et 6 représentent des photographies de l'ensemble cuve de White, Krypton. La vue de dessus de la figure 5 permet de matérialiser les faisceaux. On y distingue la source S, le miroir M_1, le filtre F, le trou d'entrée T de l'interféromètre et le photomultiplicateur de compensation PM_1. On ne distingue de l'ensemble Krypton que la partie supérieure du montage qui comprend les arrivées d'alimentation de la lampe et de son filament, le moteur de l'agitateur, l'arrivée de la pompe à vide, ainsi qu'un manomètre à mercure permettant le contrôle automatique de la pression à l'intérieur du vase dewar. Ce vase est visible sur la figure 6, vue de profil du même ensemble, qui laisse apparaître une portion du caisson de l'interféromètre. On peut constater sur le manomètre dont l'échelle couvre de 0 à 20 torr que la pression d'ambiance de l'interféromètre est inférieure à 0,5 torr.

Compte tenu de la nature de S, du filtre employé, du diamètre de T, de la longueur insuffisante de la cuve de White et de la nécessité d'opérer avec une pression de CO faible (0,1 torr) pour éviter les éventuels déplacements de raie par pression, nous n'avons disposé que d'un parcours d'absorption maximum de 40 mètres. Dans ces conditions, nous avons pu mesurer des raies comprises entre R(0) et R(26) et P (1) et P (24), avec un rapport $S/B \geqslant 10$ pour les plus faibles d'entres elles.



T - Fig. 5 - Vue de dessus de l'ensemble cuve à absorption, lampe à Krypton avec matérialisation des faisceaux.



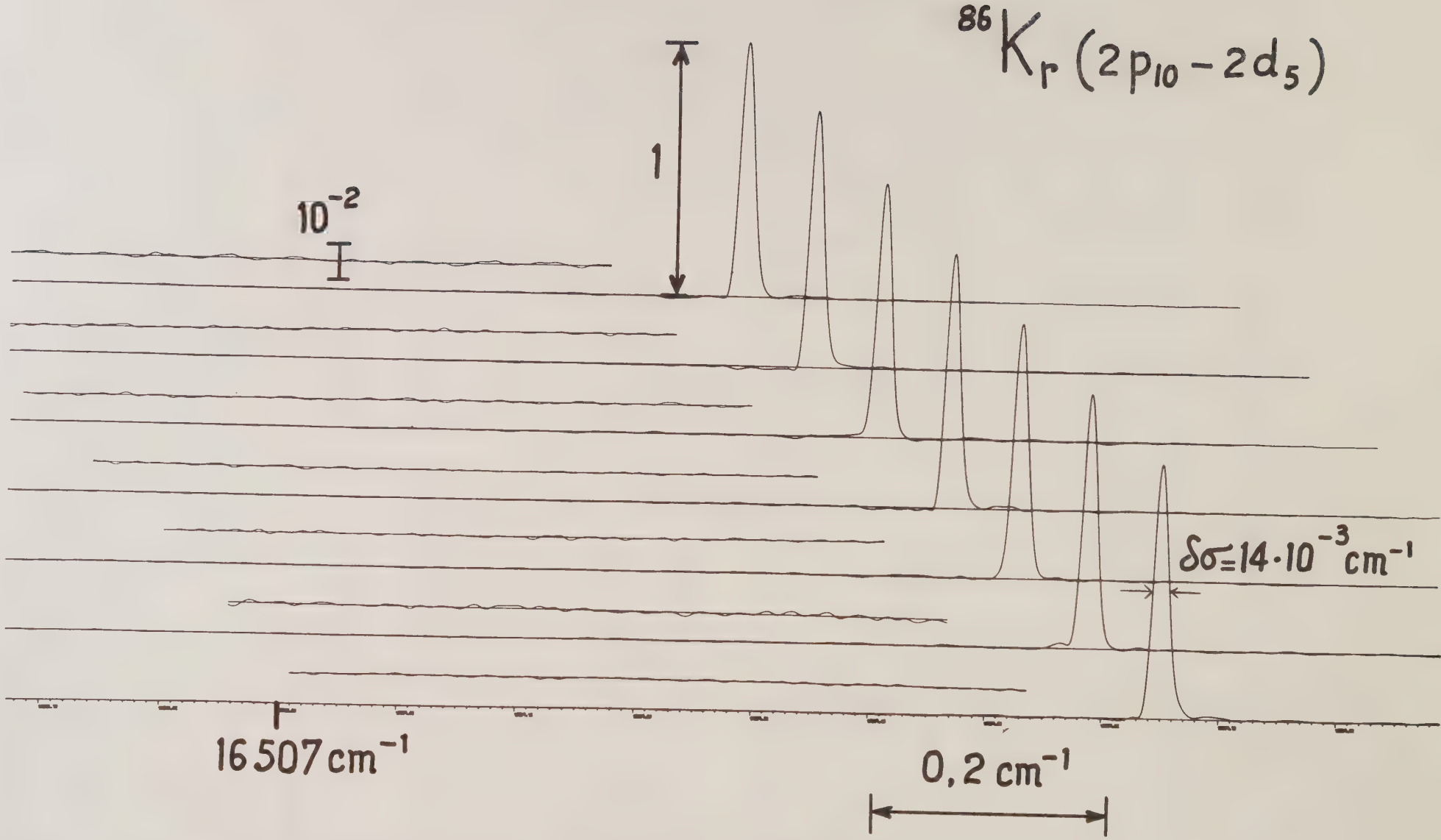
T - Fig. 6 - Même ensemble, vue latérale

Nous donnons dans le tableau suivant les divers paramètres instrumentaux ayant servi pour l'enregistrement du Krypton et du CO.

	Kr	CO
Région spectrale	16 507 cm^{-1}	4 250 cm^{-1}
Domaine spectral libre	90 cm^{-1}	450 cm^{-1}
Pas d'échantillonnage	1600 x 350 Å	320 x 350 Å
Modulation Interne pic à pic	8 x 350 Å	21 x 350 Å
Nombre d'échantillons	20 000	100 000
Temps d'enregistrement	1 h 30	12 h (la nuit)
Δ maximum	1,15 m	1, 15 m
Limite de résolution apodisée	9 10^{-3} cm^{-1}	9 10^{-3} cm^{-1}
Largeur Doppler calculée	11 10^{-3} cm^{-1} (à 63°K)	11 10^{-3} cm^{-1} (à 300°K)
Largeur mesurée sur les spectres	14 10^{-3} cm^{-1}	raies saturées : 18 10^{-3} cm^{-1} ; non saturées : 13 10^{-3} cm^{-1}

1) Spectres de la raie étalon de longueur du Krypton

La figure 7 représente les 7 derniers spectres de Krypton enregistrés dans les conditions expérimentales que nous venons d'exposer. Afin de mieux voir pour chaque raie le profil d'émission nous avons décalé les échelles des nombres d'ondes, d'un spectre à l'autre. D'autre part, nous avons rajouté une portion de chacun de ces spectres prise à une dizaine de cm^{-1} de la raie, en multipliant par 10 l'amplitude du tracé que nous

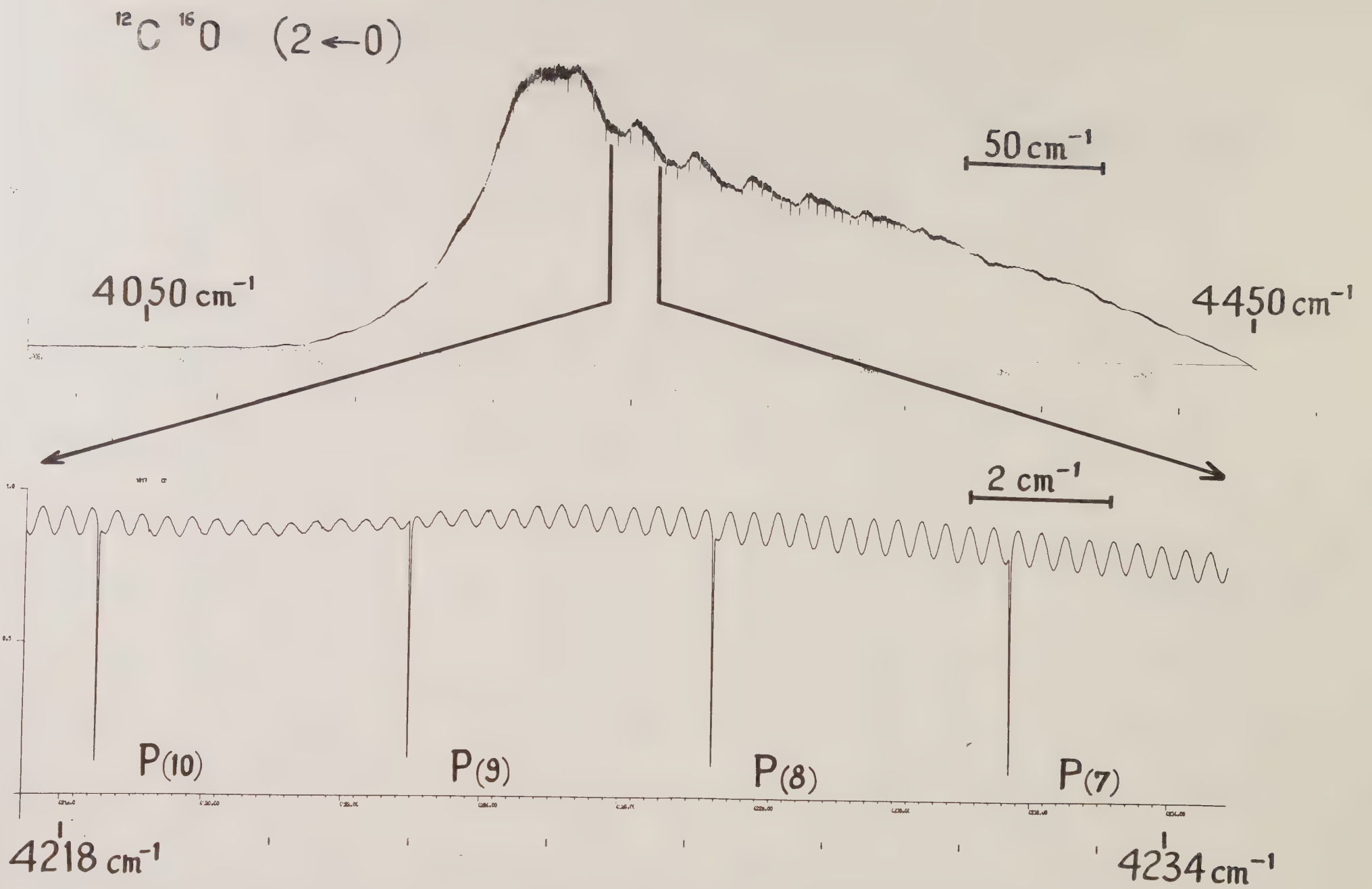


V - Figure 7 : Profils d'émission de la raie étalon du ^{86}Kr. 7 enregistrements différents sont représentés décalés afin de mieux voir le profil. Un tracé de chaque spectre situé à 10 cm^{-1} de la raie est disposé sur la gauche de chaque raie avec une échelle d'amplitude dilatée. Le rapport S/B varie de 1 000 à 4 000.

avons placé sur le côté gauche de chaque profil. On a ainsi la possibilité d'apprécier l'importance du bruit blanc accompagnant les spectres. Bien que l'interféromètre n'ait pas été conçu pour travailler dans le visible, et que dans cette région spectrale la technique de Spectroscopie de Fourier ne dispose d'aucun gain fondamental, le rapport S/B vaut pour le plus "mauvais" de ces enregistrements 1 000, et 4 000 pour le meilleur.

2) Spectres de la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C\,^{16}O$

Un exemple typique de ces spectres est représenté sur la figure 8. La trace du haut, donne à basse résolution ($\delta\sigma = 0.25$ cm^{-1}) la forme générale du fond continu qu'on doit attribuer au filtre interférentiel F employé, dont la bande passante serre d'assez près le domaine spectral interessant. Les raies de la bande $2 \leftarrow 0$ se détachent du fond continu dont "l'épaisseur", proportionnelle à l'amplitude locale, révèle la présence d'une cannelure. Les variations régulières à très basse fréquence sont dues à un second système d'interférence, dû celui-ci, au filtre F et sans grande importance. Sur la trace inférieure qui représente une faible portion du spectre à résolution maximum ($\delta\sigma = 9.10^{-3}$ cm^{-1}), la cannelure haute fréquence apparaît clairement. Sa période est 0,360 cm^{-1} environ. L'échelle d'intensité de cette trace ne permet pas de voir le bruit qui est très faible. Le rapport S/B vaut 400. Les raies P(7), P(8), P(9), P(10) de largeur 18 10^{-3} cm^{-1}, voient leur profondeur d'absorption augmenter par rapport à la trace précédente d'un facteur 12 environ ce qui correspond effectivement bien au rapport $\frac{0,250}{0,018}$ des largeurs enregistrées.



V - Figure 8 : Spectre de 2 ← 0 de $^{12}C^{16}O$. Trace supérieure : Basse Résolution ($\delta\sigma$= 0,25 cm^{-1}) et domaine spectral complet Trace inférieure : Une portion du spectre avec la résolution maximum ($\delta\sigma$= 9 10-3 cm^{-1}). "L'épaisseur" du fond continu de la trace du haut s'explique avec l'échelle plus dilatée de nombres d'ondes qui

Une autre façon d'apprécier la qualité de ces résultats consiste à les comparer au meilleur spectre de la même bande, obtenu par RANK [14] à l'aide d'un spectromètre à réseau. Ce dernier spectre a été celui qui a, en 1957, servi à la détermination de c par la méthode des Spectres de Bandes [15] à partir de la molécule CO. Pour comparer ces 2 spectres, dans des conditions identiques, nous avons éliminé de notre spectre les diverses variations lentes du fond continu. Cette élimination est obtenue par une normalisation localisée (*) du spectre et n'affecte en rien l'expression du bruit dont la période maximum sur le spectre est proche de la résolution. Ainsi le bruit en réalité le plus perturbant pour la mesure de la position des raies, reste sur le spectre mais n'est pas

---

(*) La normalisation localisée est utilisée uniquement pour la présentation de la figure 9. Elle est faite de la façon suivante. On sait que les spectres calculés à partir d'interférogrammes échantillonnés sont obtenus sous forme de points entre lesquels on interpole. Supposons le spectre complet représenté par M points et séparons le en n tranches successives de N points ($n = \frac{M}{N}$). Dans chacune de ces tranches, on retient les 5 points les plus intenses dont la moyenne est attribuée comme point caractéristique à chaque tranche. Une interpolation linéaire entre ces n points caractéristiques permet de construire un spectre synthétique de M points dont l'allure représente en moyenne le spectre initial débarrassée des détails dont la période est supérieure à $\frac{N}{M}\ \Delta\sigma$ ($\Delta\sigma$ domaine spectral sur lequel s'étend tout le spectre), et donc en particulier des raies. Le spectre final de la figure 9 est le résultat du rapport des points correspondants du spectre initial et du spectre synthétique.

Suite de cette note à la page suivante.

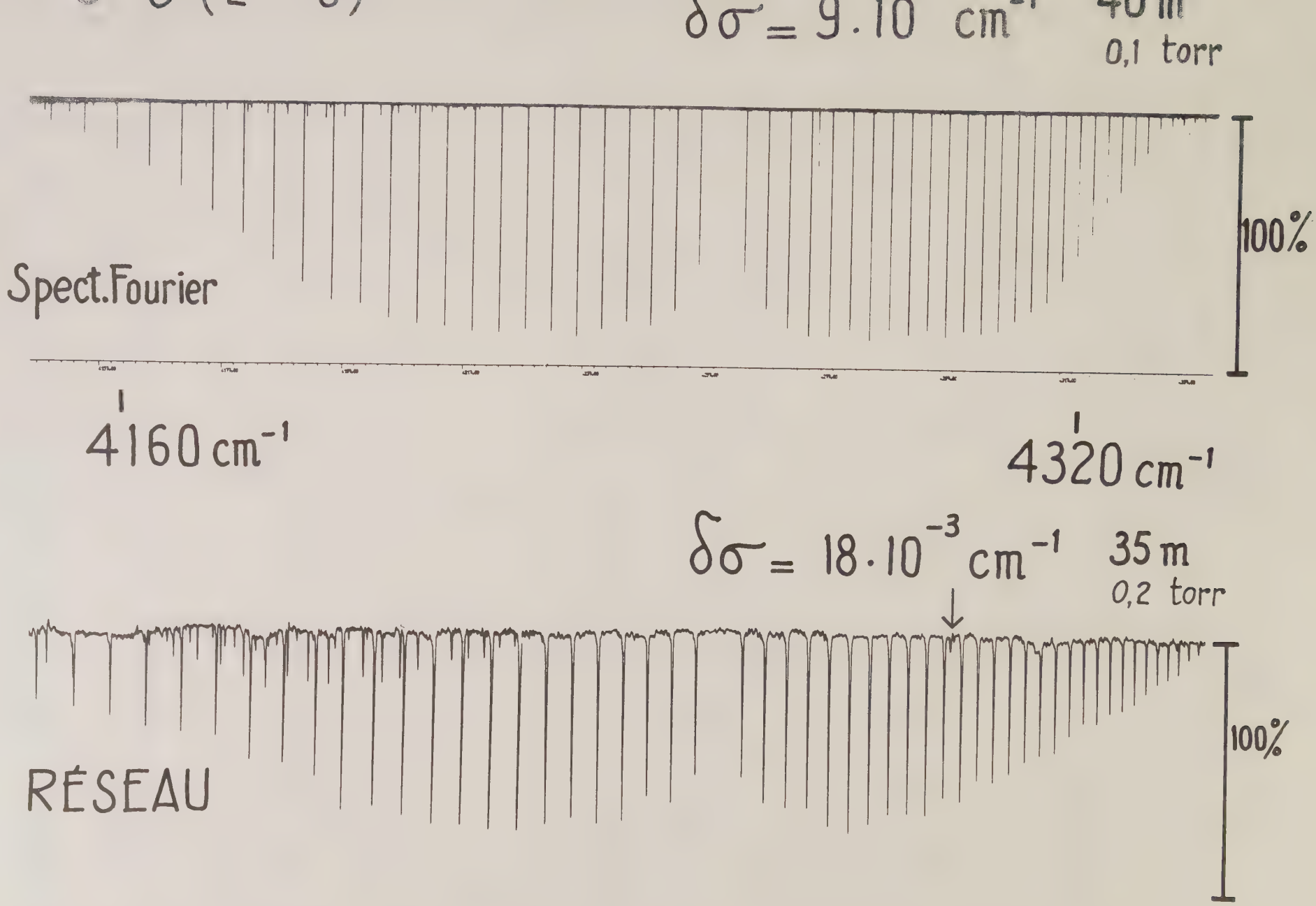
appréciable sur cette figure. Les deux spectres sont présentés avec des échelles identiques sur la figure 9. La limite de résolution donnée par le réseau est deux fois plus grande et ceci est très sensible sur les largeurs enregistrées comme on peut le constater. Sur notre tracé en R(3) et R(4) apparaît une raie qui correspond à une image de la raie de référence 3,5μ du Xe. En effet, un très faible flux parasite de celle-ci atteint les récepteurs PbS. C'est sans importance pour la qualité de nos spectres. On peut voir également en commun sur les deux tracés, la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{13}C\,^{16}O$, située dans la branche P. Les intensités respectives de cette bande sur les deux spectres traduisent un rapport isotopique différent du gaz employé dans l'un et l'autre cas.

L'origine de la cannelure est expliquée dans le chapitre précédent en II B, page117 dont nous reprenons les notations. Afin de montrer la justesse de l'explication donnée, nous avons enregistré avec un pas d'échantillonnage de 350 Å l'interférogramme de CO aux alentours de $\delta_L = 2\ ne \cos i/n$. La figure 10 donne le résultat de cette exploration qui se traduit par l'apparition de la partie centrale de l'interféro-

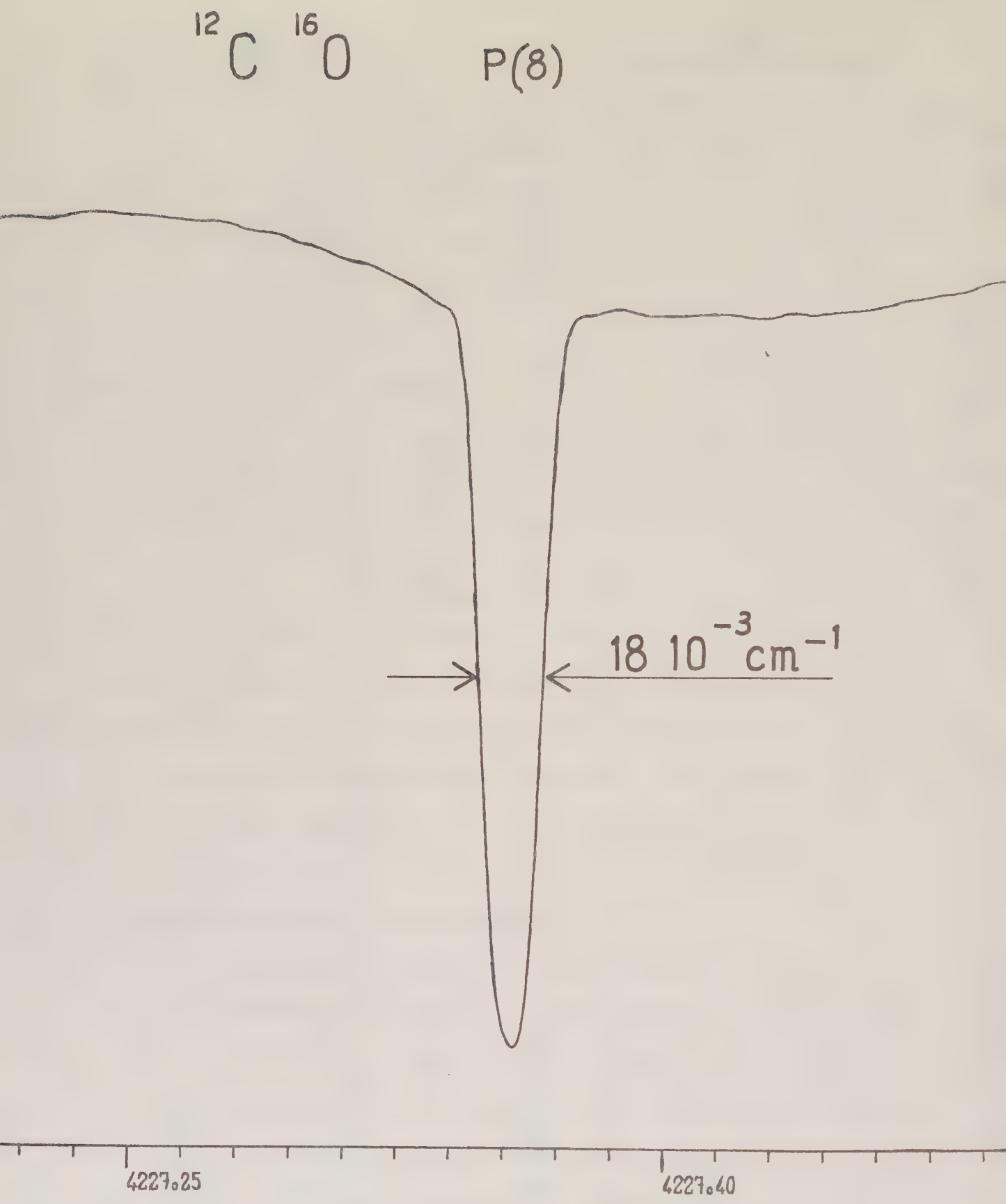
---

(*) Suite de la note de la page précédente.

Ce traitement est en réalité équivalent à un filtrage passe bas sur la fonction spectre. Nous avons choisi n de façon à éliminer les détails dont la période est plus grande ou égale à celle de la cannelure qui laisse cependant un souvenir à certains endroits, non visible à l'échelle de la figure 9. Il est intéressant de constater sur cette figure que la trace du fond continu, comme il est normal, présente une "épaisseur" variable, minimum à l'endroit où l'intensité de ce fond est maximum et inversement (comparer à la figure 8).



V - Figure 9 : Comparaison avec des échelles identiques de l'enregistrement de la bande 2 — 0 de $^{12}C^{16}O$ par notre interféromètre et par un spectromètre à réseau. Ce dernier spectre a été jusqu'alors le meilleur spectre enregistré et a donné les nombres d'ondes standards de cette bande [14]. On marque d'une flèche un détail de ce spectre qui sera



V - Figure 11 : Raie P (8) de CO extraite de la figure 8.
L'échelle des nombres d'ondes est en cm^{-1}.

gramme parasite $I(\Delta - \delta_L)$. Celui-ci présente comme amplitude pic à pic maximum le $\frac{1}{125}$ de l'amplitude correspondante de l'interférogramme principal. L'allure de cet interférogramme est franchement dissymétrique. Elle est due au chromatisme de la séparatrice. Avec les grandeurs numériques utilisées e= 10 mm, n= 1,5, i= 22°, on arrive à δ_L= 29 mm qui correspond exactement à δ_L observé.

Terminons cette description des spectres de CO par la figure 11 où est tracée, avec une échelle de nombres d'ondes dilatée, (0,15 cm^{-1}/cm) la raie P(8) du spectre de la figure 8.

C - Plan des expériences

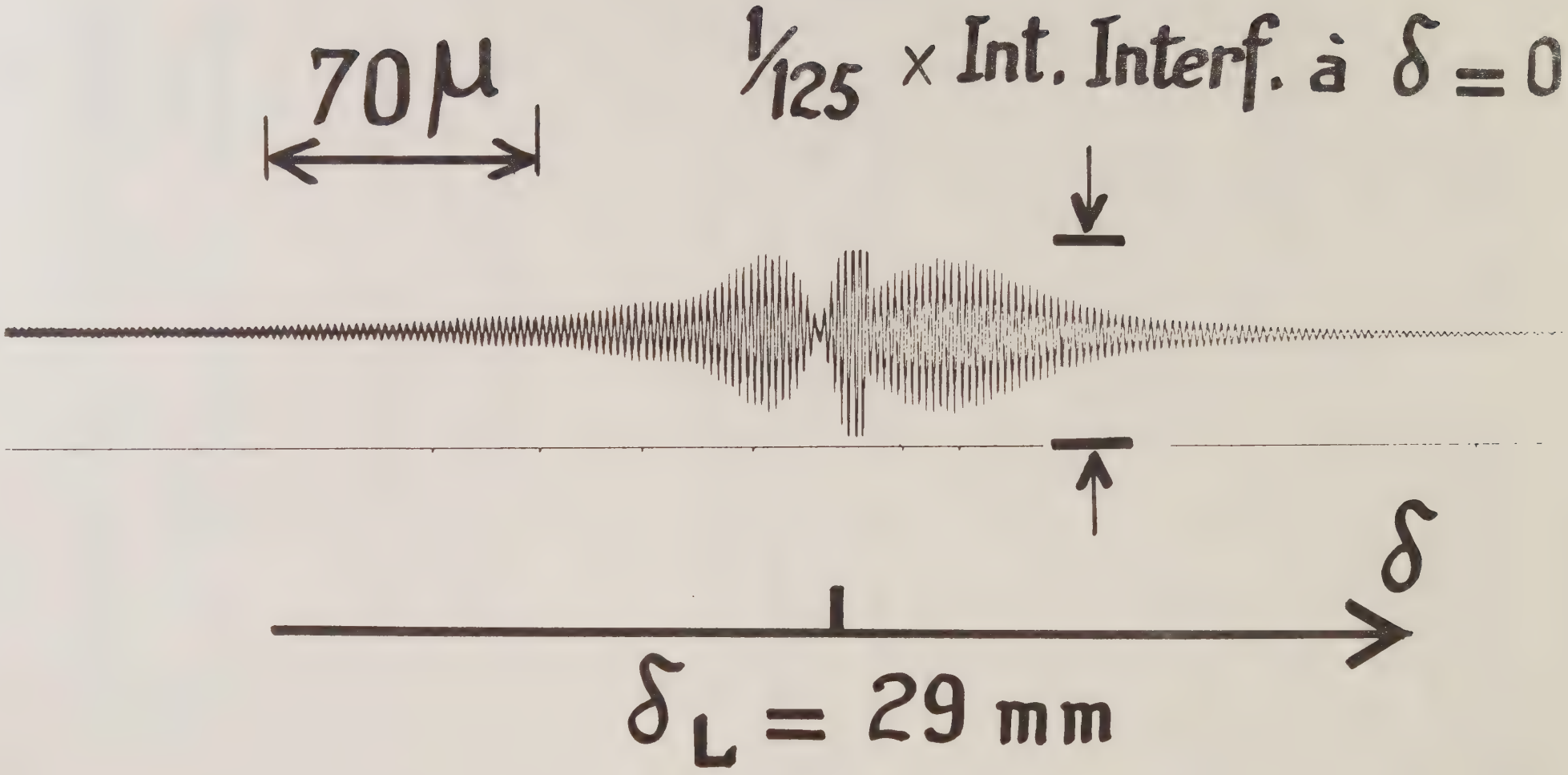
Nous avons donné plus haut, page 199 les caractéristiques principales des sources et des interférogrammes enregistrées. Nous disposons finalement de 7 séries de spectres, qu'on affectera désormais de l'indice I (I = 1, 2, ...7). Chaque série est composée de 3 spectres :

A) Kr

B) CO

C) Kr

calculés à partir d'interférogrammes enregistrés immédiatement à la suite l'un de l'autre. Avant l'interférogramme A de chaque série, nous avons réglé l'interféromètre et centré le diaphragme d'entrée T par rapport aux anneaux à l'infini, sur la voie de mesure. Ces réglages n'ont jamais été refaits entre A et B, B et C. Pendant ces intervalles, nous avons seulement adapté d'une part le faisceau de lumière blanche, d'autre part le faisceau de la lampe à Krypton, à l'interféromètre. Cette adaptation a consisté à vérifier la qualité de l'uniformité de l'éclairement de T et du collimateur d'entrée.



V - Figure 10 : Partie centrale de l'interférogramme parasite de δ_L. L'allure dissymétrique est due au chromatisme de la séparatrice. Le pas d'exploration est très petit (350 Å).

V Résultats et précision

Les résultats auxquels nous parvenons sont de diverses natures. Il s'agit de mesures absolues de nombres d'ondes de la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C\,^{16}O$, de la valeur des constantes rotationnelles C_o, B_o, B_2, D_o, D_2, enfin de la Vitesse de la Lumière c. Voyons tout d'abord les mesures de nombres d'ondes.

A - Plan de traitement des nombres d'ondes

1) Mesures

Sur chaque spectre les nombres d'ondes ont été mesurés par rapport à la raie superradiante du Xénon dont le nombre d'ondes σ_{Xe} a été pris provisoirement égal dans le vide à

$$\sigma_{Xe} = 2850,6396 \text{ cm}^{-1}$$

tel qu'il est donné dans la thèse de J. PINARD [28].

La position des raies est obtenue de la façon suivante. Un programme automatique de pointé écrit par H. DELOUIS [27] détermine pour chaque raie 9 cordes équidistantes réparties sur toute la hauteur h de la raie. Il donne alors le milieu de la corde la plus rapprochée du sommet et les écarts à ce milieu des milieux des autres cordes. On a ainsi la possibilité d'apprécier la symétrie de la raie.

Les nombres d'ondes mesurés correspondent à la valeur de la position du milieu de la corde située à $h/_{10}$ du sommet des raies.

Pour chacune des 7 séries de spectres, nous disposons donc d'une part de 2 valeurs du nombre d'ondes de la raie du Krypton que nous dénommerons

respectivement :

σ (Kr, A, I) et σ (Kr, C, I)

et qui sont rapportées à la valeur provisoire σ_{Xe} du Xénon.

D'autre part, et toujours rapportés à σ_{Xe} nous disposons de 51 nombres d'ondes de raies d'absorption de CO que nous appelons

σ (CO, K, I). K = 1, ...,51

Les 51 raies de CO vont de R(0) à R(26) et de P(1) à P(24).

Le chiffre K correspond à la raie R(K-1) pour K < 27

et à la raie P(K-27) pour 28 < K < 51

Les 7 séries permettent donc de disposer de 7 x 51= 357 valeurs brutes mesurées du CO.

2) Traitements

a) Vérification de la cohérence interne des mesures de chaque spectre

A partir des valeurs brutes de CO, σ(CO, K, I), nous avons effectué un calcul de moindres carrés (*) (voir page188) qui fournit une série de valeurs calculées que nous appelons

σ_c (CO, K, I)

Nous reportons dans le tableau 2 suivant, la liste des écarts entre les valeurs lissées σ_c (CO, K, I) et les valeurs brutes σ (CO, K, I).

(*) Nous tenons à remercier ici Mr. DANG du Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire de Paris qui nous a prêté le programme avec lequel nous avons fait tous ces calculs.

	K	I						
		1	2	3	4	5	6	7
R(0)	1	-0.113	-0.067	0.147	0.254	0.176	-0.050	-0.156
R(1)	2	-0.441	-0.539	-0.384	-0.486	-0.348	-0.313	0.049
R(2)	3	0.414	0.319	0.398	0.543	0.586	0.306	0.486
R(3)	4	0.167	0.443	0.491	0.460	0.448	0.250	0.107
R(4)	5	0.306	0.241	0.558	0.445	0.188	0.377	0.336
R(5)	6	-0.001	-0.297	-0.441	-0.568	-0.311	0.133	-0.537
R(6)	7	0.339	0.478	0.430	0.452	0.096	0.083	0.026
R(7)	8	-0.286	-0.353	-0.443	-0.458	-0.595	-0.149	-0.152
R(8)	9	0.080	-0.225	-0.288	-0.437	-0.199	-0.107	0.110
R(9)	10	-0.183	-0.094	-0.439	-0.435	-0.148	-0.285	-0.111
R(10)	11	0.060	0.254	0.116	0.296	0.077	-0.062	0.267
R(11)	12	0.187	-0.221	-0.190	-0.271	-0.144	0.161	-0.188
R(12)	13	0.286	0.367	0.592	0.347	0.213	0.243	0.430
R(13)	14	0.407	0.513	0.641	0.500	0.290	0.130	0.237
R(14)	15	0.338	0.423	0.627	0.581	0.394	0.211	0.576
R(15)	16	0.171	-0.171	-0.085	-0.162	0.156	0.026	0.181
R(16)	17	0.051	0.151	0.135	0.312	0.132	0.230	0.336
R(17)	18	-0.196	-0.166	-0.366	-0.240	-0.156	-0.193	-0.135
R(18)	19	-0.152	-0.194	-0.452	-0.353	-0.097	-0.302	-0.408
R(19)	20	-0.314	-0.179	-0.332	-0.162	-0.136	-0.142	-0.512
R(20)	21	-0.127	-0.094	0.190	0.065	0.036	0.070	-0.008
R(21)	22	-0.317	-0.265	-0.489	-0.306	-0.275	-0.146	-0.469
R(22)	23	-0.291	-0.242	-0.009	-0.224	-0.227	-0.168	-0.315
R(23)	24	-0.313	-0.191	0.012	0.041	-0.162	-0.087	-0.038
R(24)	25	-0.290	0.049	-0.164	0.021	-0.001	0.048	-0.041
R(25)	26	0.312	0.137	0.275	0.254	0.353	-0.092	0.170
R(26)	27	0.593	0.316	0.214	0.052	0.045	0.332	0.438
P(1)	28	-0.561	-0.426	-0.669	-0.409	-0.118	-0.536	-0.778
P(2)	29	-0.636	-0.285	-0.453	-0.200	-0.311	-0.528	-0.355
P(3)	30	0.160	0.308	0.448	0.546	0.410	0.143	0.435
P(4)	31	-0.368	-0.483	-0.659	-0.638	-0.523	-0.038	-0.443
P(5)	32	0.233	0.014	0.110	-0.013	0.069	0.440	0.052
P(6)	33	0.378	0.291	0.452	0.207	0.285	0.482	0.041
P(7)	34	0.394	0.249	0.234	0.137	0.389	0.007	0.386
P(8)	35	-0.599	-0.590	-0.649	-0.640	-0.722	-0.342	-0.256
P(9)	36	0.343	0.398	0.798	0.500	0.195	0.300	0.463
P(10)	37	-0.095	0.100	-0.205	-0.021	-0.039	-0.346	-0.279
P(11)	38	-0.325	-0.165	-0.398	-0.301	-0.341	-0.489	-0.393
P(12)	39	-0.429	-0.245	-0.499	-0.311	-0.444	-0.294	-0.369
P(13)	40	0.126	0.240	0.395	0.351	0.154	0.099	0.353
P(14)	41	0.150	-0.115	-0.345	-0.287	0.107	0.047	-0.012
P(15)	42	0.374	0.269	0.445	0.445	0.330	0.268	0.435
P(16)	43	0.059	0.158	0.256	0.268	0.133	0.093	0.088
P(17)	44	0.023	0.100	0.221	0.143	0.147	0.108	0.097
P(18)	45	0.303	0.167	0.230	0.149	0.234	0.075	0.378
P(19)	46	-0.165	-0.279	-0.428	-0.345	-0.295	-0.071	-0.356
P(20)	47	0.104	-0.248	-0.176	-0.176	-0.021	0.289	-0.208
P(21)	48	0.232	0.277	0.124	0.099	0.170	0.048	-0.096
P(22)	49	0.217	0.180	0.364	0.096	0.109	-0.044	0.358
P(23)	50	-0.544	-0.374	-0.044	-0.074	-0.365	0.135	0.145
P(24)	51	-0.063	0.066	-0.293	-0.047	0.057	-0.350	-0.364
$\Delta\sigma_{c,\,eff}$ (I)		0.325	0.303	0.416	0.362	0.298	0.258	0.342

ableau 2 : Ecart $\Delta\sigma_c$(CO, K, I) en 10^{-3} cm^{-1}, pour chaque spectre I de CO entre la
r brute σ (CO, K, I) et la valeur lissée par calcul correspondante σ_c (CO, K, I) pour l
ies K. On donne le tableau de correspondance entre le paramètre K et la dénomination
roscopique usuelle des raies.

Posons :

$$\Delta \sigma_c (CO, K, I) = \sigma (CO, K, I) - \sigma_c (CO, K, I).$$

Les écarts $\Delta \sigma_c (CO, K, I)$ sont donnés en 10^{-3} cm^{-1}. A chaque colonne correspond une série I différente et à chaque ligne une valeur de K. L'échelle de correspondance entre K et la dénomination usuelle de la raie est également représentée.

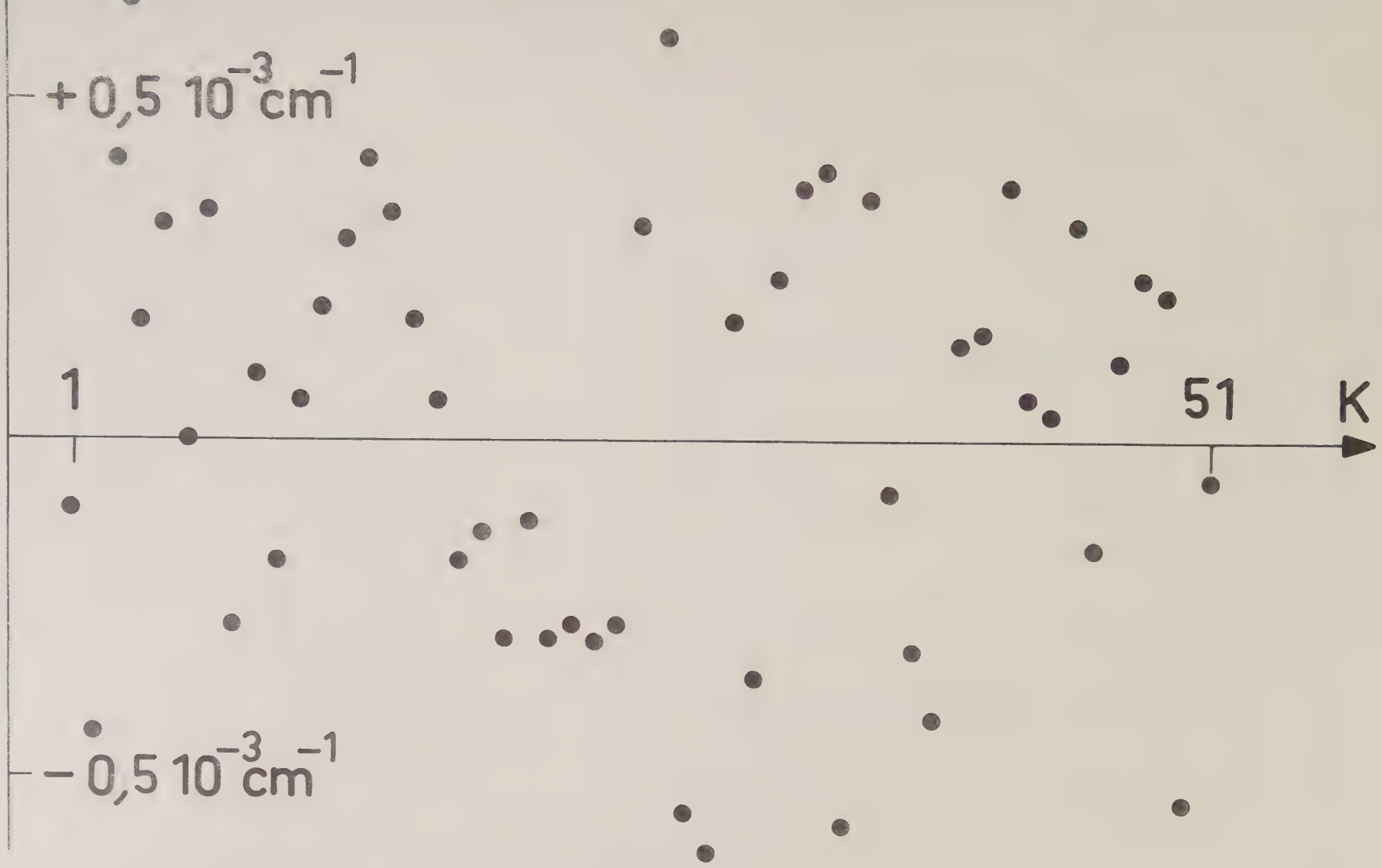
Afin de juger de la nature de la distribution de ces écarts, nous donnons en figure 12 $\Delta \sigma_c (CO, K, 1)$, en fonction de K.

L'amplitude maximum pic à pic de cette distribution est de l'ordre de 10^{-3} cm^{-1}. Compte-tenu de la similitude des 7 distributions $\Delta \sigma_c (CO, K, I)$, il nous semble suffisant de donner une seule figure du type de la figure 12. De toute façon, le tableau 2 permet aisément de reconstituer $\Delta \sigma_c (CO, K, I) = f (K)$ quelque soit I.

Soit $\Delta \sigma_{c, Moy}(I)$ la valeur moyenne des écarts $\Delta \sigma_c (CO, K, I)$ définie par :

$$\Delta \sigma_{c, Moy} (I) = \frac{1}{51} \sum_{K=1}^{51} \Delta \sigma_c (CO, K, I)$$

On doit s'attendre à voir cet écart moyen pratiquement nul pour chaque spectre I. Le tableau suivant donne en 10^{-3} cm^{-1} les valeurs $\Delta \sigma_{c,Moy}(I)$ pour I = 1,2 ...7.



V - Figure 12 : Distribution des écarts $\Delta\sigma_c$ (CO, K,1) en fonction de K.
Cette figure correspond à la colonne I = 1 du tableau 2.

I	$\Delta \sigma_{c,\ Moy}(I) \times 10^{-3} cm^{-1}$
1	0,39 10^{-7}
2	0,40 10^{-7}
3	0,41 10^{-7}
4	0,32 10^{-7}
5	0,36 10^{-7}
6	0,37 10^{-7}
7	0,39 10^{-7}

Tableau 3 : Ecart moyen en 10^{-3} cm^{-1} pour chaque spectre, entre la valeur observée σ (CO, K, I) et la valeur lissée correspondante σ_c (CO, K, I).

Comme on peut le constater, cette valeur est effectivement pratiquement nulle pour tous les spectres. On vérifie ainsi simplement la précision du calcul de moindres carrés ; le processus de lissage n'a pas introduit comme il est normal d'erreur systématique.

Appelons maintenant $\Delta \sigma_{c,\ eff}(I)$ l'écart efficace défini par

$$\Delta \sigma_{c,eff}(I) = \sqrt{\frac{\sum_{K=1}^{51} [\Delta \sigma_c (CO, K, I)]^2}{51}}$$

La liste des écarts efficaces en fonction du spectre I est donnée dans le tableau 4.

I	$\Delta \sigma_{c,\ eff}$ (I) x 10^{-3} cm^{-1}
1	0,33
2	0,30
3	0,42
4	0,36
5	0,30
6	0,26
7	0,34

Tableau 4 : Ecart efficace $\Delta \sigma_{c,eff}$ (I), en 10^{-3} cm^{-1}, pour chaque spectre I.

L'écart efficace vaut donc en moyenne 0,3 x 10^{-3} cm^{-1}. D'un spectre à l'autre, il n'y a pas de différence notable.

Cet écart efficace peut sembler excessif. En effet, le calcul donné à titre d'exemple sur la branche de $11^{1}1$ - 00°0 de N_2O en page 94 conduit à un écart efficace 3 fois plus faible (1,1 10^{-4} cm^{-1}). On trouve ici l'influence de la cannelure qui déplace les positions des raies.

Concluons ce paragraphe en notant l'absence d'erreur systématique évidente en fonction de K sur la mesure des nombres d'ondes de CO. La répartition des écarts en fonction de K est bien aléatoire d'après

la figure 12 et le bruit peut être, sur la position des raies, à l'origine d'un déplacement aléatoire dont l'ordre de grandeur est $0{,}310^{-3}$ cm^{-1}.

Nous utiliserons seulement désormais les σ_c (CO, K, I), valeurs lissées des nombres d'ondes de spectres de CO.

b) Vérification de la stabilité à court et moyen terme des mesures de nombres d'ondes données par l'interféromètre.

Nous examinerons ici les valeurs mesurées par rapport au Xénon, de la raie du Krypton pour chaque série I de spectres. Il s'agit donc de σ (Kr, A, I) et de σ (Kr, C, I) définies plus haut page 210 que nous portons sur le tableau 5 en fonction du numéro I de la série des spectres. Nous faisons également apparaître sur ce tableau les valeurs $\Delta\sigma_{Kr}$ (I) et $\sigma_{Kr,\ Moy}$(I) définies par :

$$\Delta\sigma_{Kr}\ (I) = \sigma\ (Kr,\ C,\ I) - \sigma\ (Kr,\ A,\ I)$$

dérive à court terme sur σ (Kr, I) mesurée par rapport à σ_{Xe}

$$\sigma_{Kr,\ Moy}(I) = \frac{\sigma(Kr,\ A,\ I) + \sigma(Kr,\ C,\ I)}{2}$$

valeur moyenne de σ (Kr, I) mesurée par rapport à σ_{Xe}

$$\text{et}\quad \Delta\sigma_{Kr,\ LT}\ (I) = \sigma_{Kr,\ Moy}\ (I) - \sigma_{Kr,\ Moy}.$$

dérive à long terme sur le nombre d'ondes du Krypton rapportée à la moyenne générale de ce nombre d'ondes

$$\sigma_{Kr,\ Moy} = \frac{1}{7}\sum_{I=1}^{7} \sigma_{Kr,\ Moy}\ (I)$$

I	Date	σ(Kr, A, I)	σ(Kr, C, I)	$\Delta\sigma_{Kr}(I) \times 10^3$	$\sigma_{Kr, Moy}(I)$	$\Delta\sigma_{Kr,LT}(I) \times 10^5$
1	3/7/72	16507,64982	16507,65019	0,37	16507,65000	156
2	4/7/72	16507,65007	16507,65046	0,39	16507,65026	182
3	10/7/72	16507,64851	16507,64812	-0,39	16507,64832	-12
4	28/8/72	16507,64769	16507,64804	0,35	16507,64786	-58
5	29/8/72	16507,64746	16507,64747	0,01	16507,64746	-98
6	30/8/72	16507,64734	16507,64792	0,58	16507,64763	-81
7	1/9/72	16507,64767	16507,64741	-0,26	16507,64754	-90

Tableau 5 : Tous les nombres d'ondes sont exprimés en cm^{-1}.

L'examen de ce tableau appelle plusieurs remarques :

-Tous les nombres d'ondes mesurés par rapport à σ_{Xe} de la raie de K_r sont systématiquement plus grands que la valeur recommandée par le B.I.P.M. qui est

$$\sigma_{Kr,B.I.P.M.} = 16\ 507,6373\ cm^{-1}$$

-Mis à part la série 5, toutes les séries ont un $\Delta\sigma_{Kr}(I)$ différent de zéro. Ainsi, la dérive à court terme des nombres d'ondes n'est pas négligeable sur le temps d'une expérience de 12 heures, et relativement au nombre d'ondes de la raie du Krypton, elle est de l'ordre de :

$$\frac{\Delta\sigma_{Kr}}{\sigma_{Kr}} \simeq 2\ 10^{-8}$$

-La dérive à court terme ne présente pas toujours le même signe ;

Il semble difficile de déduire une loi de variation à moyen terme d'après les valeurs $\sigma_{Kr,\ Moy}(I)$. L'amplitude des dérives observées ($2{,}5\ 10^{-3}\ cm^{-1}$) est plus grande d'un facteur 10 que l'amplitude des dérives à court terme.

La différence entre $\sigma_{Kr,Moy}(I)$ et $\sigma_{Kr,BIPM}$ provient sans doute partiellement du fait que nous n'avons jamais au cours de ces expériences centré le diaphragme d'entrée de la voie de contrôle où passe le faisceau de Xe, par rapport aux anneaux à l'infini. En conséquence, le nombre d'ondes apparent du Xe est plus petit que sa valeur réelle (voir chapitre IV, page 125) et les nombres d'ondes mesurés par rapport à la raie superradiante seront plus grands.

Une autre cause d'erreur possible peut résider dans la valeur de σ_{Xe} provisoirement adoptée.

Ce décalage est de toute façon éliminé dans la technique du contrôle direct différé que nous utilisons ici (voir chapitre IV, page 170).

Les valeurs $\frac{\Delta \sigma_{Kr}}{\sigma_{Kr}}(I) \simeq 2\ 10^{-8}$ démontrent la nécessité de tenir compte d'une dérive éventuelle et de son signe pendant l'enregistrement de l'interférogramme.

En réalité, les dérives à moyen terme posent surtout le problème de la stabilité du nombre d'ondes de la raie superradiante. Celle-ci dépend principalement de la pression de Xe à l'intérieur du tube. Bien entendu, la technique contrôle direct différé permet de s'affranchir également de ce type de dérive.

c) Calcul des nombres d'ondes absolus de la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$.

Il s'agit maintenant d'estimer les nombres d'ondes de la bande $2 \leftarrow 0$ en les rapportant directement à la longueur d'onde du ^{86}Kr. Cette nouvelle détermination fait l'hypothèse que les dérives à court terme $\Delta \sigma_{Kr}(I)$ sont linéaires et que l'emploi de la valeur moyenne $\sigma_{Kr,\ Moy}(I)$ pour chaque spectre I est donc justifié.

La correction qui permet de passer de la valeur $\sigma_c\ (CO,K,I)$ à sa valeur absolue que nous appelons désormais $\sigma_{abs}(K,\ I)$ est donnée de la façon suivante. Soit le coefficient de correction C(I) appliqué à cet effet aux nombres d'ondes du spectre I, et défini par

$$C\ (I) = \frac{\sigma_{Kr,\ B.I.P.M.} - \sigma_{Kr,\ Moy}(I)}{\sigma_{Kr,\ B.I.P.M.}}$$

Alors les nombres d'ondes absolues $\sigma_{abs}(K,\ I)$ seront donnés en fonction des $\sigma_c\ (CO,\ K,\ I)$ et des $C\ (I)$ par la relation suivante :

$$\sigma_{abs}(K,\ I) = \sigma_c\ (CO,\ K,\ I)\ [\ 1 + C(I)\ ]$$

Le tableau 6 donne les valeurs numériques de C(I) pour chaque spectre I. Ces valeurs se déduisent du tableau 5 précédent.

I	C (I) x 10^6
1	- 0,77
2	- 0,79
3	- 0,67
4	- 0,64
5	- 0,61
6	- 0,62
7	- 0,62

Tableau 6 : Facteurs de correction permettant de passer de la référence au Xénon à la référence au Krypton.

Ainsi la correction que nous appliquons aux nombres d'ondes du CO mesurés par référence à la raie du Xénon, consiste à leur soustraire une grandeur qui vaut environ $0,7\ 10^{-6}$ x 4000 cm^{-1} $\simeq$ $2,5\ 10^{-3}$ cm^{-1}.

Nous disposons, donc désormais de 7 listes comportant chacune 51 valeurs absolues de nombres d'ondes, dénommés $\sigma_{abs}(K, I)$. Soit $\sigma_{abs,\ moy}(K)$ la valeur moyenne sur les 7 spectres du nombre d'ondes absolu de la raie K de CO, obtenue en appliquant la relation suivante :

$$\sigma_{abs,\ Moy}(K) = \frac{1}{7} \sum_{I=1}^{7} \sigma_{abs}(K, I)$$

Ces $\sigma_{abs,\ moy}(K)$ constituent nos meilleures valeurs absolues des nombres d'ondes de la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$. Nous les reportons sur le tableau 7 ainsi que la valeur de K et la dénomination usuelle de la raie correspondante. Sur ce tableau figure également pour chaque raie K la valeur $\Delta\sigma_{eff}(K)$ de l'écart entre les 7 valeurs $\sigma_{abs}(K, I)$ et la valeur moyenne $\sigma_{abs,\ moy}(K)$. Cet écart est défini par la relation

$$\Delta\sigma_{eff}(K) = \frac{1}{7}\sqrt{\sum_{I=1}^{7} \left[\sigma_{abs,\ moy}(K) - \sigma_{abs}(K, I) \right]^2}$$

Il représente la dispersion de nos mesures. Sa combinaison statistique avec l'estimation des erreurs systématiques probables (voir tableau 1, page 170) donnent la précision sur la mesure absolue des nombres d'ondes obtenus par cette série de 7 expériences.

J	K	$\sigma_{abs,\,moy}(K)$ (cm^{-1})	$\Delta\sigma_{eff}(K)$ ($10^{-3}\,cm^{-1}$)
R(0)	1	4263.8376	0.11
R(1)	2	4267.5425	0.11
R(2)	3	4271.1770	0.11
R(3)	4	4274.7411	0.11
R(4)	5	4278.2347	0.11
R(5)	6	4281.6574	0.11
R(6)	7	4285.0093	0.11
R(7)	8	4288.2901	0.10
R(8)	9	4291.4998	0.10
R(9)	10	4294.6381	0.10
R(10)	11	4297.7050	0.10
R(11)	12	4300.7002	0.10
R(12)	13	4303.6236	0.10
R(13)	14	4306.4752	0.09
R(14)	15	4309.2547	0.09
R(15)	16	4311.9619	0.09
R(16)	17	4314.5968	0.09
R(17)	18	4317.1593	0.08
R(18)	19	4319.6490	0.08
R(19)	20	4322.0660	0.08
R(20)	21	4324.4100	0.07
R(21)	22	4326.6810	0.07
R(22)	23	4328.8787	0.07
R(23)	24	4331.0030	0.07
R(24)	25	4333.0538	0.08
R(25)	26	4335.0310	0.09
R(26)	27	4336.9343	0.10
P(1)	28	4256.2176	0.11
P(2)	29	4252.3027	0.11
P(3)	30	4248.3180	0.11
P(4)	31	4244.2639	0.11
P(5)	32	4240.1402	0.10
P(6)	33	4235.9474	0.10
P(7)	34	4231.6853	0.10
P(8)	35	4227.3544	0.10
P(9)	36	4222.9545	0.10
P(10)	37	4218.4860	0.10
P(11)	38	4213.9489	0.09
P(12)	39	4209.3435	0.09
P(13)	40	4204.6698	0.09
P(14)	41	4199.9280	0.08
P(15)	42	4195.1182	0.08
P(16)	43	4190.2407	0.08
P(17)	44	4185.2955	0.07
P(18)	45	4180.2828	0.07
P(19)	46	4175.2027	0.06
P(20)	47	4170.0554	0.05
P(21)	48	4164.8410	0.05
P(22)	49	4159.5597	0.04
P(23)	50	4154.2117	0.04
P(24)	51	4148.7970	0.05

V - Tableau 7 : Nombres d'ondes définitifs absolus $\sigma_{abs,\,moy}(K)$ de $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$ exprimés en cm^{-1}. $\Delta\sigma_{eff}(K)$ représente la dispersion des 7 nombres d'ondes d'une même raie par rapport à la valeur moyenne.

Ce tableau permet de constater que la dispersion relative des mesures absolues de nombres d'ondes est de l'ordre de $\pm \frac{0,1\ 10^{-3}}{4\ 000}$,soit :

$$\frac{\Delta \sigma_{eff}}{\sigma_{abs}} \simeq \pm 2,5\ 10^{-8}$$

Voyons maintenant pour chacun des 7 spectres I utilisés, la valeur de l'écart entre la position d'une raie $\sigma_{abs}\ (K, I)$ du spectre I et la valeur moyenne correspondante soit $\sigma_{abs,\ moy}(K)$. Appelons $\Delta \sigma(K,I)$ cet écart qui est donc donné par la relation :

$$\Delta \sigma\ (K, I) = \sigma_{abs}\ (K, I) - \sigma_{abs,\ moy}\ (K)$$

Nous avons reporté sur le tableau 8 les listes $\Delta \sigma\ (K, I)$ en fonction de K et de I. Chacune des colonnes de ce tableau correspond à un spectre différent et les lignes sont ordonnées en fonction de K. Les valeurs sont exprimées en $10^{-3}\ cm^{-1}$.

Ce tableau revèle la présence d'un résidu d'erreur systématique pour chaque série individuellement.

En effet, les nombres correspondant à une colonne déterminée présentent à peu près le même ordre de grandeur qui varie d'une colonne à l'autre. Nous pouvons définir un écart moyen $\Delta \sigma_{moy}(I)$ pour chaque spectre I, qui sera donné par la relation

$$\Delta \sigma_{moy}(I) = \frac{1}{51} \sum_{K=1}^{51} \Delta \sigma\ (K, I)$$

	1	2	3	4	5	6	7
1	0.20	0.13	0.15	-0.23	-0.53	-0.12	0.40
2	0.20	0.13	0.15	-0.22	-0.53	-0.12	0.40
3	0.19	0.13	0.15	-0.22	-0.52	-0.13	0.41
4	0.18	0.12	0.15	-0.22	-0.52	-0.13	0.41
5	0.17	0.12	0.15	-0.21	-0.51	-0.14	0.41
6	0.16	0.12	0.16	-0.20	-0.51	-0.14	0.41
7	0.15	0.12	0.16	-0.19	-0.50	-0.15	0.42
8	0.13	0.12	0.16	-0.18	-0.49	-0.16	0.42
9	0.12	0.12	0.16	-0.17	-0.48	-0.17	0.42
10	0.11	0.11	0.16	-0.16	-0.47	-0.17	0.42
11	0.10	0.11	0.16	-0.14	-0.46	-0.18	0.42
12	0.09	0.11	0.16	-0.13	-0.45	-0.19	0.41
13	0.08	0.10	0.16	-0.12	-0.44	-0.19	0.41
14	0.08	0.10	0.16	-0.11	-0.43	-0.20	0.40
15	0.07	0.09	0.16	-0.10	-0.42	-0.20	0.39
16	0.07	0.09	0.15	-0.09	-0.40	-0.20	0.38
17	0.08	0.08	0.15	-0.09	-0.39	-0.20	0.37
18	0.09	0.08	0.14	-0.09	-0.37	-0.20	0.35
19	0.10	0.07	0.13	-0.09	-0.36	-0.19	0.33
20	0.13	0.06	0.12	-0.10	-0.34	-0.17	0.31
21	0.16	0.06	0.10	-0.12	-0.32	-0.15	0.28
22	0.19	0.05	0.09	-0.14	-0.31	-0.13	0.25
23	0.24	0.04	0.07	-0.18	-0.29	-0.10	0.21
24	0.30	0.03	0.05	-0.22	-0.27	-0.06	0.17
25	0.36	0.02	0.02	-0.27	-0.25	-0.01	0.12
26	0.44	0.00	-0.01	-0.33	-0.23	0.05	0.07
27	0.54	-0.01	-0.04	-0.41	-0.20	0.11	0.01
28	0.21	0.13	0.14	-0.22	-0.53	-0.12	0.39
29	0.21	0.13	0.14	-0.21	-0.53	-0.12	0.39
30	0.20	0.12	0.14	-0.21	-0.53	-0.12	0.39
31	0.20	0.12	0.14	-0.20	-0.52	-0.13	0.38
32	0.19	0.12	0.14	-0.18	-0.52	-0.13	0.38
33	0.19	0.12	0.14	-0.17	-0.51	-0.14	0.38
34	0.18	0.12	0.14	-0.16	-0.51	-0.14	0.37
35	0.17	0.11	0.14	-0.14	-0.50	-0.15	0.37
36	0.15	0.11	0.14	-0.13	-0.49	-0.15	0.36
37	0.14	0.11	0.14	-0.11	-0.47	-0.16	0.36
38	0.13	0.10	0.14	-0.10	-0.46	-0.16	0.35
39	0.11	0.10	0.14	-0.08	-0.44	-0.17	0.35
40	0.10	0.09	0.13	-0.07	-0.43	-0.17	0.34
41	0.08	0.09	0.13	-0.06	-0.40	-0.17	0.33
42	0.07	0.08	0.13	-0.05	-0.38	-0.16	0.33
43	0.06	0.07	0.12	-0.05	-0.36	-0.16	0.32
44	0.05	0.06	0.12	-0.05	-0.33	-0.15	0.30
45	0.04	0.05	0.11	-0.06	-0.30	-0.13	0.29
46	0.03	0.04	0.10	-0.07	-0.26	-0.12	0.28
47	0.03	0.03	0.09	-0.09	-0.23	-0.09	0.26
48	0.04	0.01	0.08	-0.11	-0.19	-0.06	0.24
49	0.04	-0.00	0.06	-0.15	-0.14	-0.02	0.21
50	0.06	-0.02	0.04	-0.19	-0.10	0.02	0.19
51	0.08	-0.04	0.02	-0.25	-0.05	0.08	0.16
$\Delta\sigma_{moy}(I)$	0.15	0.08	0.12	-0.15	-0.40	-0.13	0.33

V -Tableau 8 : Ecart $\Delta\sigma$ (K,I), exprimé en 10^{-3} cm^{-1}, entre la valeur absolue $\sigma_{abs}(K,I)$ du nombre d'ondes de la raie K du spectre I et la valeur absolue moyenne $\Delta\sigma_{abs,\,moy}(K)$ de la raie K. La dernière ligne donne la moyenne de chaque colonne.

On obtient ainsi la valeur moyenne correspondant à chaque colonne du tableau 8. Nous reportons ces valeurs en 10^{-3} cm^{-1} dans le tableau 9 suivant :

I	$\Delta \sigma_{moy}(I) \times 10^{3}$ cm^{-1}
1	+ 0,15
2	+ 0,08
3	+ 0,12
4	- 0,15
5	- 0,40
3	- 0,13
7	+ 0,33

Tableau 9 : Valeur moyenne des 7 colonnes I du tableau 8.

Bien entendu, la somme des valeurs $\Delta \sigma_{moy}(I)$ doit être nulle.

Les écarts $\Delta \sigma_{moy}(I)$ représentent essentiellement, la partie non corrigée des erreurs systématiques sur le pointé des raies. Parmi les causes responsables de cet effet, on doit noter comme probables :

- les défauts de reproductibilité des réglages de l'interféromètre, du centrage du diaphragme d'entrée T par rapport aux anneaux à l'infini.

- les défauts d'uniformité d'éclairement du diaphragme d'entrée.

- les erreurs d'estimation de la différence de marche zéro au démarrage de l'interféromètre.

- les effets de dérives non linéaires dans le temps.

- les résidus d'erreurs de type aléatoire qui sont réduits

d'un facteur $\sqrt{51}$ par rapport aux erreurs aléatoires qui affectent chacune des 51 raies de la série.

Hormis ce dernier type d'erreur et celui de l'uniformité des défauts d'éclairement tous ces effets seraient éliminés par l'utilisation de la technique "contrôle direct non différé" pour l'enregistrement des interférogrammes.

Concluons cette partie sur les mesures de nombres d'ondes en disant que pour cette série d'expérience sur la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$, nous obtenons une reproductibilité de mesures $\frac{\Delta \sigma_{eff}}{\sigma_{abs}} \simeq 2.5\ 10^{-8}$. Compte tenu de l'estimation chiffrée des erreurs systématiques probables donnée au chapitre IV dans le tableau 1 (page 170) qui est de 10^{-8}, l'erreur relative $\frac{d\sigma}{\sigma}$ sur la mesure absolue de nombres d'ondes σ vaut donc

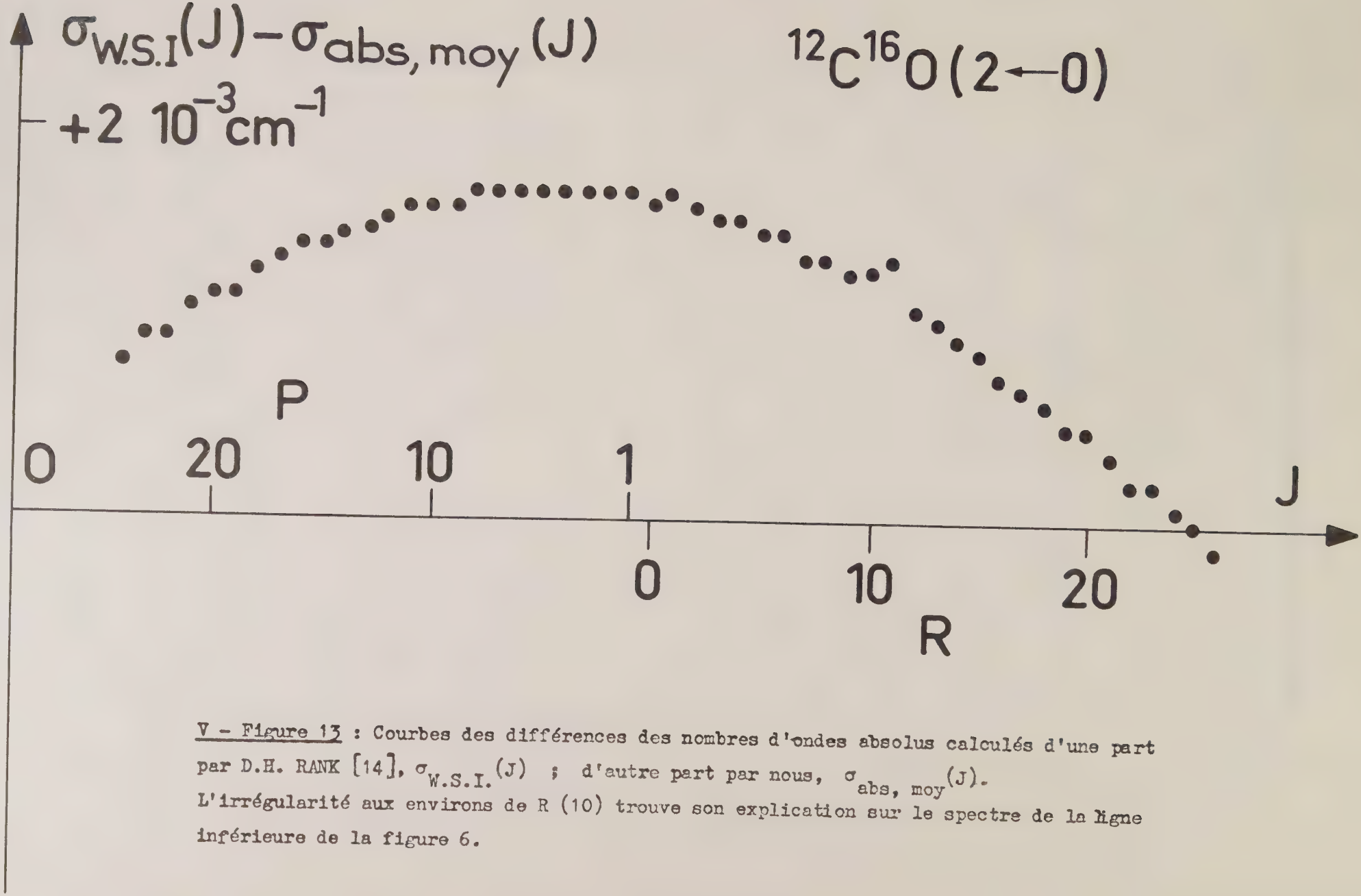
$$\boxed{\frac{d\sigma}{\sigma} \simeq 3\ 10^{-8}}$$

Avant d'aborder les résultats concernant les constantes moléculaires et la Vitesse de la Lumière, nous ferons une comparaison des nombres d'ondes que nous avons obtenus et des nombres d'ondes de cette même bande considérés jusqu'à maintenant comme les plus précis et utilisés comme étalons pour un très grand nombre d'expériences. Ces nombres d'ondes sont donnés dans la référence [14] et l'erreur relative qui les accompagne est

$$\left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)_{W.S.I.} = 5\ 10^{-7}$$

Ces nombres d'ondes sont donc donnés à $\pm\ 2\ 10^{-3}\ cm^{-1}$. Ils sont tirés

de spectres identiques à celui de la ligne inférieure de la figure 9. Nous avons tracé sur la figure 13 la courbe des différences entre les valeurs $\sigma_{WSI}(J)$ de la référence [14] et nos valeurs $\sigma_{abs,\ moy}(J)$ du tableau 7 en fonction du nombre quantique J et pour les branches R et P. On constate un désaccord qui se traduit par une courbe d'allure parabolique maximum pour les valeurs de J faibles. L'allure parabolique traduit un désaccord sur les valeurs des constantes B dont l'influence se manifeste en J^2 (formule 2, III A) sur les nombres d'ondes. Quant à l'écart maximum pour les J faibles, il traduit un désaccord entre les valeurs respectives du centre de bande C_o. La courbe est régulière comme on peut s'y attendre puisqu'il s'agit de nombres d'ondes lissés dans les 2 cas. On peut cependant remarquer une zône particulière aux alentours de R(10). On trouve l'explication de cette irrégularité sur la figure 9. En effet, une discontinuité du fond continu dans le spectre obtenu par spectroscopie à réseau est visible à droite de la raie R(10). Cette discontinuité se présente sous la forme d'une raie d'absorption mais c'est en fait une perturbation d'origine instrumentale (dont nous ignorons la cause) qui joue assez fortement sur la valeur des nombres d'ondes de la zône perturbée. Remarquons, enfin que l'écart maximum de la figure 13 est de $2\ 10^{-3}$ cm^{-1} et qu'il y a, en conséquence, recouvrement des zônes d'erreur.



V - Figure 13 : Courbes des différences des nombres d'ondes absolus calculés d'une part par D.H. RANK [14], $\sigma_{W.S.I.}(J)$; d'autre part par nous, $\sigma_{abs,\ moy}(J)$.
L'irrégularité aux environs de R (10) trouve son explication sur le spectre de la ligne inférieure de la figure 6.

B - Constantes de vibration-rotation des niveaux $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$.

Elles ont été calculées sous contrainte d'aucune sorte à partir de combinaisons simples des coefficients C_n de la formule 2, page 187. Ceux-ci se sont révélés significatifs jusqu'à $n = 4$. Tous les nombres d'ondes $\sigma_{abs}(K, I)$ ont été affectés du même poids 1. Les calculs ont été réalisés sur IBM 360-165 en double précision.

Nous avons reporté sur le tableau suivant en fonction de I les valeurs $C_o(I)$ du centre de bande obtenu par la série I, ainsi que les constantes rotationnelles du niveau 0, d'une part, $B_o(I)$, $D_o(I)$, et du niveau 2, $B_2(I)$ et $D_2(I)$ d'autre part.

I	$C_o(I)$	$B_o(I)$	$D_o(I) \times 10^6$	$B_2(I)$	$D_2(I) \times 10^6$
1	4260,06279	1,9225282	- 6,1155	1,8875218	- 6,1123
2	4260,06271	1,9225292	- 6,1173	1,8875236	- 6,1158
3	4260,06273	1,9225296	- 6,1180	1,8875243	- 6,1168
4	4260,06236	1,9225271	- 6,1154	1,8875228	- 6,1157
5	4260,06206	1,9225294	- 6,1205	1,8875245	- 6,1187
6	4260,06247	1,9225292	- 6,1197	1,8875232	- 6,1166
7	4260,06298	1,9225308	- 6,1189	1,8875323	- 6,1180

Tableau 10

Les valeurs moyennes des constantes $C_{o,moy}$, $B_{o,\,moy}$, $D_{o,\,moy}$, $B_{2,\,moy}$, $D_{2,\,moy}$ du tableau 10 sont données ci-dessous. Elles sont définies par des relations du type :

$$C_{o,moy} = \frac{1}{7} \sum_{I=1}^{7} C_o(I)$$

Elles sont accompagnées de leur erreur que nous avons déterminée par des relations du type

$$\Delta C_o = \frac{1}{7} \sqrt{\sum_{I=1}^{7} (C_o(I) - C_{o,\,moy})^2}$$

Chaque constante est accompagnée de la grandeur absolue et relative de son erreur.

$C_{o,\,moy}$	=	$4260{,}06264 \pm 0{,}0014\ cm^{-1}\ (3\ 10^{-8})$
$B_{o,\,moy}$	=	$1{,}9225291 \pm 4\ 10^{-7}\ cm^{-1}\ (2\ 10^{-7})$
$D_{o,\,moy}$	=	$6{,}1179 \times 10^{-6} \pm 0{,}0007\ 10^{-6}\ cm^{-1}\ (10^{-4})$
$B_{2,\,moy}$	=	$1{,}887524 \pm 4\ 10^{-7}\ cm^{-1}\ (2\ 10^{-7})$
$D_{2,\,moy}$	=	$6{,}1163 \times 10^{-6} \pm 0{,}0007\ 10^{-6}\ cm^{-1}\ (10^{-4})$

On peut remarquer que les précisions sont d'autant meilleures que les constantes sont issues de C_n d'ordre faible. C'est le cas du centre de bande C_o évidemment, la précision diminue pour B_o et B_2 issus de C_1, C_2, C_4, et devient 10^{-3} fois plus faible encore pour D_o et D_2, issus de C_2, C_4. Cette baisse de précision exprime en réalité la nécessité de la mesure de nombres d'ondes de raies de J élevé pour une amélioration des résultats.

C - Vitesse de la Lumière

La constante de B_{oMO} microonde qui a servi dans le rapport donnant c a été mesurée par P. HEMINGER et al. [8].

$$B_{oMO} = 57635,971 \pm 0.006 \text{ MHz}$$

L'erreur relative vaut 10^{-7} . Le rapport de cette constante et de celle que nous avons obtenue, ainsi que la combinaison de leurs erreurs respectives conduit à :

$$\boxed{C = 299792,46 \pm 0.070 \text{ Km/s.} \quad (2,3\ 10^{-7})}$$

IV Commentaires

Les nombres d'ondes absolus que nous avons mesurés ont été comparés dans le paragraphe précédent (V.B) à ceux qui, jusqu'alors, étaient donnés avec la meilleure précision. Nous avons vu que la précision sur les nombres calculés de la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$ s'est accrue avec nos mesures (erreur relative $3\ 10^{-8}$) d'un facteur 16.

Nous insistons ici sur notre mesure de c que nous situons par rapport aux autres en séparant celles-ci en deux groupes de mesures placées dans le temps soit avant, soit après notre propre expérience. La figure 1 de ce chapitre explique clairement la raison de ce choix.

A - Comparaison de notre résultat sur c et des résultats antérieurs à nos mesures.

Notre comparaison s'effectuera d'abord avec les mesures utilisant, comme nous, la méthode des Spectres de Bandes.

La dernière mesure de ce type [15] utilisant la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$ a conduit à

$$c = 299493,7 \pm 0,7 \text{ km/s.} \qquad (7)$$

Elle date de 1957 et représente le travail de D.H. RANK et de ses collaborateurs. D.H. RANK fait en 1965 une correction de cette valeur [1]. A cet effet, il utilise comme valeur de D_o la constante théorique calculée à partir de la théorie de DUNHAM [2]. Il obtient alors :

$$c = 299790,9 \pm 0,8 \text{ km/s} \qquad (8)$$

Il annonce également dans la référence [1], l'enregistrement de raies d'émission de la bande $2 \leftarrow 0$ atteignant ainsi des transitions faisant intervenir des niveaux d'énergie de vibration-rotation de nombre quantique J élevé [jusqu'à J = 48]. Il reconnaît cependant l'impossibilité de reconcilier ses nouvelles données avec les données microondes fournies par G. JONES et W. GORDY [10].

Si on souligne que notre valeur de c est issue de B_o obtenue sans faire à aucun moment référence à des mesures microondes, ou a des calculs théoriques, pour imposer des valeurs à certaines constantes moléculaires pendant le calcul de moindres carrés ; alors, toutes choses égales par ailleurs, nous avons amélioré la précision sur c d'un facteur 10. En réalité, il est plus juste de dire que la précision des

résultats s'est améliorée d'un facteur 20 compte tenu de l'écart entre les valeurs de c données par (7) et (8) et la valeur 299792,5 km/s admise officiellement encore aujourd'hui comme correcte.

Comparons maintenant notre précision à celle de la meilleure mesure obtenue par la méthode des Spectres de Bandes. Celle-ci date de 1964 et passe par la molécule $H^{35}Cl$. Elle est donnée dans l'article de G. JONES et W. GORDY [10]

$$c = 299792,8 \pm 0,4 \text{ km/s} \qquad (9)$$

qui utilisent les résultats infrarouges publiés par D.H. RANK et al. [16] en 1962.

Nous améliorons alors la précision des mesures d'un facteur 6. Notons que cette amélioration signifie que la précision de nos mesures infrarouges devient maintenant du même ordre de grandeur que celle des mesures microondes ($\frac{dB_{MO}}{B_{MO}} = \frac{1}{2} \frac{dB_{IK}}{B_{MO}}$ pour le CO).

En troisième lieu, comparons notre résultat au résultat d'avant 1972, le plus précis. Il ne s'agit plus là de la méthode des Spectres de Bandes, mais de celle de type 1a (voir II-B) réalisée par K.D. FROOME en 1958 avec son interféromètre radio [17] et conduisant à

$$c = 299792,5 \pm 0,1 \text{ km/s} \quad (3,3\ 10^{-7}) \qquad (10)$$

On peut dire que les précisions sont du même ordre de grandeur et que les valeurs de c sont en très bon accord.

Ecrits six mois plus tôt, ces commentaires auraient constitué une conclusion qui se serait terminée sur une évocation d'une nouvelle méthode de mesure de c donnant un premier résultat en publiant la valeur

299792,67 ± 0,2 km/s [18]. Mais les choses ont changé très vite et les précisions désormais acquises sur c font de 1972 une année importante pour le Vitesse de la Lumière.

B - 1972, année importante pour la mesure de c.

Une nouvelle technique de mesure de c vient d'être mise en oeuvre avec succès. Elle améliore de 2 ordres de grandeur la connaissance de cette constante. Nous l'évoquons ici et dans la conclusion nous resituons face à elle, nos mesures et la méthode des Spectres de Bandes. Ces résultats sont représentés sur la figure 1 sous l'abréviation M.F (Multiplication de Fréquence). On la rencontre dans la littérature sous le sigle I.F.S. (Infrared Frequency Synthesis).

La méthode mise en oeuvre par cette technique est de type 1a, elle procède donc à la mesure de la longueur d'onde et de la fréquence d'une même radiation. La partie originale de cette technique consiste à pratiquer cette méthode dans la région des spectres optiques, jusqu'alors inabordée en mesure de fréquence. La région optique est celle où les meilleures mesures de longueurs d'onde sont obtenues.

A la base de cette nouvelle mesure de c, on trouve les lasers et la diode métal-oxyde-métal (M.O.M.). Les lasers vont permettre de disposer à la fois d'une densité spectrale d'énergie très grande, et asservis en fréquence sur des raies d'absorption saturée moléculaire, d'une très grande stabilité de fréquence [19] [20]. Quant à la diode M.O.M [21], soumise au champ électromagnétique de plusieurs radiations, elle permet de générer des harmoniques et d'observer des battements grâce à son

temps de réponse extrêmement court ($\tau < 10^{-14}$ s).

Dès lors, la règle du jeu est simple. A partir de l'horloge à Césium il s'agit de mesurer des fréquences extrêmement élevées (10^4 fois plus grandes) en passant par des relais qui seront divers lasers et leurs harmoniques et battements engendrés et contrôlés par des diodes M.O.M. En général, la mesure précise de ces battements passe par l'intermédiaire de fréquences réglables et connues issues de Klystrons. La fréquence finale mesurée est celle d'une radiation dont la longueur d'onde est bien connue par rapport au Krypton.

La principale des difficultés consiste à faire fonctionner correctement ces diodes et obtenir un temps de réponse très court. Elles sont instables et très fagiles. Une autre difficulté consiste à bien appliquer sur la diode le maximum de la courbe d'émission spectrale du laser. Citons aussi la nécessité, lors d'une mesure de fréquence optique, du fonctionnement simultané d'un grand nombre de lasers, de diodes, de Klystrons et la nécessité pendant le même temps également d'un grand nombre de mesures simultanées.

Deux équipes sont principalement à l'origine de ces nouvelles techniques. D'une part celle de A. JAVAN au M.I.T. à Cambridge (Mass.), d'autre part celle de R.L. BARGER, J.L. HALL, K.M. EVENSON, au N.B.S. à Boulder (Col.). Cette dernière a réalisé des mesures de c sur une composante de la raie d'absorption saturée P (7) du méthane utilisée pour stabiliser en fréquence un laser He-Ne à 3,39µ. La diode M.O.M utilisée est une Tungstène-Nickel. La partie, mesure de fréquence est due à EVENSON et ses collaborateurs et celle de la longueur d'onde à BARGER et HALL. Alors

qu'en février 1972, EVENSON et Al. annonçaient $c = 299792{,}67 \pm 0{,}2$ km/s. [18], ils donnent [22] [29] en octobre 1972, à l'heure où nous écrivons, $c = 299792456{,}2 \pm 0{,}8$ m/s. ($\pm 2{,}5\ 10^{-9}$) améliorant d'un facteur 100 la précision de cette mesure par rapport à la meilleure précision existante.

Ainsi, la précision relative de cette dernière mesure est à l'extrême limite (*) de la précision de la reproductibilité de la raie étalon du Krypton qui devient pour la première fois une limitation fondamentale à la mesure absolue de c.

Compte-tenu de la grande stabilité à long terme ($\geqslant 10^{-11}$) de l'émission du laser He-Ne (CH4) il est bien entendu théoriquement possible d'améliorer encore la précision de la mesure de c. Ceci suppose évidemment qu'on ne fasse plus référence à la raie étalon du Krypton.

Afin de déterminer les qualités métrologiques de la raie He-Ne (CH4) BARGER, GIACOMO et HAMON ont fait au B.I.P.M. des mesures de comparaison avec la raie étalon du Krypton. P. GIACOMO en conclut [23] que la raie 3,39μ est "un candidat évident au rôle d'étalon primaire".

(*) Rappelons que les recommandations officielles du B.I.P.M. donnent $\pm 10^{-8}$ comme reproductibilité de l'émission du profil spectral de la raie étalon du Krypton et $\pm 3\ 10^{-9}$ comme reproductibilité limite lorsque les mesures portent sur une même lampe.

Quoiqu'il en soit et jusqu'à ce qu'on change cet étalon primaire de longueur, la meilleure précision de mesure absolue de la Vitesse de la Lumière (*) a été atteinte et elle ne peut plus en l'état actuel des choses être améliorée.

(*) D'autres expériences récentes de type 1a ont été faites qui ont donné une bonne précision sur la mesure de c. Nous préférons renvoyer le lecteur directement aux auteurs. Voir les références [24] [25]. On pourra remarquer la prépondérance du type 1a dans toutes les mesures de bonne qualité. La référence [24] est signalée sur la figure 1 sous le sigle B.L.

VII Conclusion

Compte tenu de l'accord entre notre valeur de c et les valeurs mesurées par ailleurs, nous venons, pour la première fois, de faire le preuve de la qualité des mesures absolues de nombres d'ondes par Spectroscopie de Fourier. Il n'existe pas d'erreur systématique inattendue dans nos résultats qui améliorent d'un facteur 16 la précision sur la mesure absolue des nombres d'ondes de la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$ (erreur relative $3\ 10^{-8}$). La démontration est donc désormais complète de la suprématie de cette technique, dans l'infrarouge, sur toutes les autres techniques concurrentes ayant pour but la mesure systématique de nombres d'ondes.

Nous avons "redoré le blason" de la Méthode des Spectres de Bandes destinée à mesurer la Vitesse de la Lumière en améliorant la précision sur c d'un ordre de grandeur. Soulignons que notre erreur relative $\frac{dc}{c} \simeq 2{,}3\ 10^{-7}$ ne correspond en rien à une limitation fondamentale mais résulte au contraire de conditions expérimentales de qualité moyenne qu'on peut certainement améliorer. Les facteurs de limitation suivants (*) :

- absence de mesure de raies de J élevées
- cannelure

(*) Parmi les améliorations désirables, citons aussi le remplacement de la raie superradiante 3,5μ du Xe par la raie 3,39μ He,Ne, (CH_4), (on pourrait alors éviter la référence à la raie étalon du Krypton), une plus grande attention aux perturbations extérieures sur l'interféromètre, l'utilisation d'un filtre plus adapté pour le découpage spectral de la bande observée.

- observation d'une seule molécule
- expérience en temps limité
- contrôle direct différé de la différence de marche

n'ont rien de rédhibitoire.

On pourrait donc concevoir de renouveler nos expériences et de refaire alors dans de meilleures conditions, une mesure de la Vitesse de la Lumière c.

Ceci ne se justifie que si l'accroissement de la précision (d'un facteur 10 environ) permet d'atteindre c à quelques 10^{-9}, erreur relative accompagnant la longueur d'onde du Krypton.

REFERENCES DU CHAPITRE V

[1] D.H. RANK J. Mol. Spec. 17, 50 (1965)

[2] J.L. DUNHAM Phys. Rev. 41, 721 (1932)

[3] G. HERZBERG "Molecular Spectra and Molecular Structure"
Van Nostrand Reinhold New-York

[4] D.H. RANK, D.P. EASTMAN, W.B. BIRTLEY, GEORGES KORINKO, T.A. WIGGINS
J. Opt. Soc. Am. 50, 8, 821 (1960)

[5] J. A. LOWENTHAL, D.H. RANK, T.A. WIGGINS
J. Opt. Soc. Am. 56, 11, 1473 (1966)

[6] J.N. SHEARER, T.A. WIGGINS
J. Opt. Soc. Am. 45, 133 (1955)

[7] R. KEWLEY, K.V.L.N. SASTRY, M. WINNEWISSER, W. GORDY
J. Chem. Phys. 39, 11, 2856 (1963)

[8] P. HELMINGER, F.C. DE LUCIA, W. GORDY
Phys. Rev. Lett. 25, 20, 1397 (1970)

[9] F. DE LUCIA, W. GORGY
Phys. Rev. 187, 1, 58 (1969)

[10] G. JONES, W. GORDY
Phys. Rev. 135, 21, A 295 (1964)

[11] J. PLIVA J. Mol. Spect.23, 228 (1968)

[12] F. DE LUCIA, P. HELMINGER, W. GORDY
Phys. Rev. 3, 6, 1849 (1971)

[13] E. ENGELHARD, J. TERRIEN

Rev. d'Opt. 39, 1, 11 (1960)

[14] K.N. RAO, C.J. HUMPHREYS, D.H. RANK

"Wavelengths Standards in the Infrared"

Academic Press New-York London (1966)

[15] D.H. RANK, A.H. GUENTHER, G.D. SAKSENA, J.N. SHEARER, T.A. WIGGINS

J. Opt. Soc. Am. 47, 8, 686 (1957)

[16] D.H. RANK, D.P. EASTMAN, B.S. RAO, T.A. WIGGINS

J. Opt. Soc. Am. 52, 1, 1 (1962)

[17] K.D. FROOME Proc. R. SOC. (Lond.) 247 A, 109 (1958)

[18] K.M. EVENSON, G.W. DAY, J.S. WELLS, L.O. MULLEN

App. Phys. Lett. 20, 3, 133 (1972)

[19] R.L. BARGER, J.L. HALL

Phys. Rev. Lett. 22, 14 (1969)

[20] G.R. HANES, C.E. DAHLSTROM

App. Phys. Lett. 4, 11, 362 (1969)

[21] L.O. HOCKER, D.R. SOKOLOFF, V. DANEU, A. SZOKE, A. JAVAN

App. Phys. Lett. 12, 12, 401 (1968)

[22] K.M. EVENSON, J.S. WELLS, F.R. PETERSEN, B.L. DANIELSON,
G.M. DAY, R.L. BARGER, J.L. HALL

Annual Meeting of the Opt. Soc. of Am. (Oct. 1972)

[23] P. GIACOMO 4ème Int. Conf. on Atomic Masses and Fondamental constants

N.P.L. Teddington (Sept. 1971)

[24] Z. BAY, G.G. LUTHER, J.A. WHITE

Phys. Rev. Lett. 29, 3, 189 (1972)

[25] K.M. BAIRD, H.D. RICCIUS and K.J. SIEMSEN
Opt. Com. 6, 2, 91 (1972)

[26] J. TERRIEN J. Phys. Colloque C2 Tome 28 (1967)

[27] H. DELOUIS Thèse d'Etat Orsay (1973)

[28] J. PINARD Thèse d'Etat Orsay (1968)

[29] K.M. EVENSON, J.S. WELLS, F.R. PETERSEN, B.L. DANIELSON, G.W. DAY, R.L. BARGER, J.L. HALL
Phys. Rev. Lett. 29, 19, 1346 (Nov. 1972)

CHAPITRE VI

CONCLUSION

Ce travail a été entrepris il y a maintenant 6 ans. La construction du nouvel interféromètre de Fourier, terminée en 1970, aura pris 3 ans, période au bout de laquelle il a fourni des spectres atomiques et moléculaires comme le montre le chapitre II. La démonstration était alors claire des possibilités nouvelles de la Spectroscopie par Transformation de Fourier désormais capable d'enregistrer 10^6 échantillons en un seul interférogramme et sur un temps de l'ordre de quelques heures. L'appareil s'adapte désormais commodément au domaine spectral étudié, présente une sécurité de fonctionnement encore inégalée. et les facteurs de qualité des spectres obtenus atteignent le chiffre impressionnant de quelques 10^7 .

A cette époque nous avons subi une pression très forte de demandes provenant de Spectroscopistes désireux d'engager ou de prolonger des études théoriques sur des atomes ou des molécules, par l'intermédiaire de spectres issus de notre appareil. Nous avons alors passé un an à faire un travail d'exploitation de l'interféromètre. De ce travail il

n'y a nulle trace dans cette thèse. Il peut être cependant justifié de citer ici la liste des spectres enregistrés. C'est l'objet du tableau suivant qui donne par colonne, l'atome ou la molécule concerné, la nature du spectre (émission ou absorption), le domaine spectral enregistré, et la limite de résolution ; ce tableau représente 50 000 transitions environ.

Corps	Nature du spectre	Domaine spectral	Limite de résolution
Th	émission	13000 cm^{-1} - 2800 cm^{-1}	20 10^{-3} cm^{-1}
Ho	"	" "	"
N_2O	absorption	3700 - 5600	10 10^{-3} cm^{-1}
ICH_3	"	2800 - 3300 (gaz froid)	5 10^{-3}
		2800 - 3300 (gaz chaud)	
		3700 - 5600	5 10^{-3}
		5300 - 7100	5 10^{-3}
CO	"		7,5 10^{-3}
B_2	émission	13000 - 2800	50 10^{-3}
$BrBr$	"	" "	"
U	"	13000 - 2800	20 10^{-3}
Pa	"	" "	"
Nd	"	" "	"
Pu	"	" "	"
Soleil	absorption	2800 - 9500	10 10^{-3}
CH_4	"	5300 - 7100	10 10^{-3}
NH_3	"	" "	"

Enregistrée à l'aide d'un spectromètre à réseau de très bonne qualité, une telle série de spectres aurait demandé un temps de l'ordre de $3\ 10^7$ heures (voir chapitre II, IV, page 89). Il aurait donc fallu la commencer environ 1000 ans avant J.C.

Ces spectres sont actuellement à l'étude par diverses équipes et ont déjà fait l'objet de communications et de publications nombreuses [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14], [15], [16].

C'est après cette période de production que nous avons consacré deux ans à mettre l'interféromètre sous vide, a lui adjoindre des dispositifs permettant l'enregistrement en routine des interférogrammes, à enregistrer sous vide les spectres des molécules H_2O, N_2O, $CH_3\ B_r$, CH_4, à estimer la précision des mesures de longueurs d'onde et à mener la mesure de la Vitesse de la Lumière et la détermination de nouveaux standards de longueurs d'ondes infrarouges.

Notre interféromètre est désormais capable de fournir des spectres possédant à la fois :

-un très grand nombre d'éléments spectraux

-une très haute résolution

-des nombres d'ondes mesurés directement dans le vide avec une très grande précision.

Il exprime en conséquence la pleine mesure des possibilités de la Spectroscopie de Fourier.

Qu'en est-il des perspectives d'avenir ?

Il est bien entendu nécessaire que l'appareil soit un instrument de production de spectres. Il ne s'agit plus là d'un travail de recherche instrumentale mais d'un service essentiel à la Recherche.

Les travaux théoriques des Spectroscopistes moléculaires nécessitent la connaissance précise des bandes fondamentales de vibration-rotation situées vers 10μ, et des bandes faibles inaccessibles sans un parcours d'absorption de grande longueur. C'est pourquoi, nous prévoyons l'extension vers l'infrarouge plus lointain du domaine de fonctionnement de l'interféromètre. La construction d'une cuve de White de 40 mètres de long est actuellement engagée au Laboratoire Aimé Cotton en collaboration avec le Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire de Paris.

Nous avons dit à la fin du chapitre V notre sentiment sur une éventuelle nouvelle mesure de la Vitesse de la Lumière. En réalité, cette mesure sera une des conséquences d'un travail d'amélioration de la précision de la mesure absolue de nombres d'ondes obtenus par rapport à la raie du Krypton puis éventuellement par rapport à la raie du méthane. Ces mesures très précises permettront l'établissement de nouvelles listes de standards de longueurs d'onde. Ceux-ci ont une très grande importance. Ainsi la bande $2 \leftarrow 0$ de $^{12}C^{16}O$ que nous venons de mesurer est pratiquement le seul moyen d'étalonner les spectres à haute résolution que fournit le spectromètre à réseau du Laboratoire de Spectroscopie Moléculaire de Paris. Or, nous avons montré quelle distortion accompagne les nombres d'ondes de cette bande considérés jusqu'à maintenant comme les plus précis. Il y a là un travail important à réaliser.

Terminons en soulignant que notre interféromètre est sans doute capable d'analyser précisément des formes de raies et que cette possibilité reste encore inexploitée.

REFERENCES DU CHAPITRE VI

[1] J. BLAISE, M. FRED, S. GERSTENKORN, F.S. TOMKINS
E.G.A.S. Hannovre (1970)

[2] A. GIACCHETTI, J. BLAISE
E.G.A.S. Hannovre (1970)

[3] A. GIACCHETTI, J. BLAISE
E.G.A.S. Hannovre (1970)

[4] F.S. TOMKINS, M. FRED, S. GERSTENKORN, J. BLAISE
Meeting Opt. Soc. Am. Hollywood (Floride) -1970

[5] L.J. RADZIEMSKI, Jr. D.W. STEINHAUS, R.D. COWAN, J. BLAISE, G. GUELACHVILI, Z. BEN OSMAN, J. VERGES
Meeting Opt. Soc. Am. Hollywood (Floride) -1970

[6] G. GUELACHVILI, J. LANDAIS
C.R. Acad. Sc. 273, 541-544 (1971)

[7] J. BLAISE, H. DELOUIS, G. GUELACHVILI, F. GUYON
(Uranium) E.G.A.S. Reading (1971)

[8] B. BOBIN Thèse de 3ème cycle DIJON (1971)

[9] J. LANDAIS Thèse de 3ème cycle CAEN (1971)

[10] O. LADO-BORDOWSKY Thèse de 3ème cycle PARIS (1971)

[11] P. CONNES, J. PINARD, G. GUELACHVILI, J.P. MAILLARD, C. AMIOT, M.L. GRENIER-BESSON, C. CAMY-PERRET, J.M. FLAUD
J. Phys. 33, 77-84 (1972)

[12] J. BLAISE, P. CAMUS, G. GUELACHVILI, J. VERGES, J.F. WYART
C.R. Acad. Sc. 274, 1302-1304 (1972)

[13] J. BLAISE, P. CAMUS, G. GUELACHVILI, J. VERGES, J.F. WYART
C.R. Acad. Sc. 275 81, 83 (1972)

[14] F. GUYON Thèse de 3ème cycle ORSAY (1972)

[15] HERVE Thèse de 3ème cycle PARIS (1972)

LISTE DES TRAVAUX PUBLIES.

- Thèse de 3ème cycle (Juin 1965) :

  "Contribution à la classification du spectre de l'Uranium par l'étude expérimentale au moyen du Sisam du spectre d'émission infrarouge (0,8 - 2,5 μ) et par l'étude des structures Zeeman entre 0,5 et 0,9 μ ".

- "Measurement of Wavelengths and Zeeman Structures in the I.R."

  G. GUELACHVILI, C. MORILLON, J.L. VERGÈS

  (Proceedings of the Zeeman Centenial Conference - Septembre 1965).

- "Classification of the arc and spark spectra of Uranium".

  J. BLAISE, G. GUELACHVILI, Z. BEN OSMAN.

  (Proceedings of the Zeeman Centenial Conference - Septembre 1965).

- "Etude des spectres d'émission dans l'infrarouge par l'emploi d'un Sisam. II. Spectre d'émission du Thulium".

  P. CAMUS, G. GUELACHVILI, J. L. VERGES.

  Spectrochimica Acta, Vol. 24 B, p. 177 (1969) - Pergamon Press.

- "Spectroscopie de Fourier avec transformation d'un million de points"

  J. CONNES, H. DELOUIS, P. CONNES, G.GUELACHVILI, J. P. MAILLARD, G. MICHEL, Nouvelle Revue d'Optique Appliquée, 1970, 1 n° 1, p.3, 22.

- "Fourier Spectroscopy From 10^6 samples"

  G. GUELACHVILI, J. P. MAILLARD

  Aspen International Conference on Fourier Spectroscopy (1970).

- "Present Status of the Analysis of U I and U II as derived from the measurement of Optical Spectra"

  D. W. STEINHAUS, L. J. REDZIEMSKI Jr, R. D COWAN, J. BLAISE, G GUELACHVILI, Z. BEN OSMAN, J. VERGES.

  Meeting of the Opt. Soc. Am., Hollywood (Floride) (Septembre 1970)

- "Utilisation de la spectrométrie par transformée de Fourier pour la détermination des structures hyperfines des niveaux : $6s6d\ ^3D_3$; $5d^9 6s^2 6p\ ^3F_4$; $6s5f\ ^3F_4$; $6s5f\ ^3F_3$; $6s5f\ ^3F_2$; $6s5f\ ^1F_3$ de 199 Hg."

  G. GUELACHVILI, J. LANDAIS

  C. R. Acad. Sc. Paris, t. 273, p. 541-544 (1971) Série B.

- "Present Status of the Analysis of the First and Second Spectra of Uranium (U I and U II) as derived from measurements of Optical Spectra". (250 pages).

  D. W. STEINHAUS, L. J. REDZIEMSKI Jr, R. D. COWAN, J. BLAISE, G. GUELACHVILI, Z. BEN OSMAN, J. VERGES

  LA 4501 Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California (Octobre 1971).

- "Classification du spectre infrarouge de l'uranium et unification des systèmes A et B dans le spectre U I".

  J. BLAISE, H. DELOUIS, G. GUELACHVILI, F. GUYON.

  Communication à la 3ème conférence de Spectroscopie Atomique (E G A S) Reading 1971.

- "Etude de la bande ν_4 de l'Iodure de Methyle I CH_3 ".

  P. CONNES, J. PINARD, G. GUELACHVILI, J. P. MAILLARD, C. AMIOT, M. L. GRENIER BESSON, C. CAMY-PERRET, J. M. FLAUD.

  Journal de Physique, Tome 33, p. 77-84 (1972).

- "Classification préliminaire du spectre d'arc de l'Holmium".

  J. BLAISE, P. CAMUS, G. GUELACHVILI, J. VERGÈS, J. F. WYART.

  C. R. Acad. Sc., 274, p. 1302-1304 (1972).

- "Détermination des configurations $4f^{10}5d6s^2$ et $4f^{10}6p6s^2$ dans le spectre d'arc de l'Holmium".

  J. BLAISE, P. CAMUS, G. GUELACHVILI, J. VERGES, J. F. WYART.

  C. R. Acad. Sc., 275, p. 81-83 (1972).

- "High Information Spectra by Fourier Spectroscopy in Vacuum"

  C. AMIOT, G. GUELACHVILI

  Symposium on Molecular Spectroscopy, Colombus (Ohio) 1972.

- "Spectroscopie de Fourier avec Transformation de 10^6 points.

  II. Mise sous vide et automatisation".

  G. GUELACHVILI

  Nouv. Rev. Opt. Appl., III, 6, p.317-336 (1972).

Service de Reprographie
C.N.R.S.
Gif